

---

# Mikro-Hall-Magnetometrie an ferromagnetischen Nanoscheiben

---

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)  
der naturwissenschaftlichen Fakultät II – Physik  
der Universität Regensburg

vorgelegt von  
Michael Rahm  
aus Hemau

November 2004

Promotionsgesuch eingereicht am: 18.11.2004  
Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Dieter Weiss

**Prüfungsausschuss:**

Vorsitzender:	Prof. Dr. Jaroslav Fabian
Erstgutachter:	Prof. Dr. Dieter Weiss
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Josef Zweck
Weiterer Prüfer:	Prof. Dr. Alfons Penzkofer

Datum des Promotionskolloquiums: 20.01.2005

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen des Magnetismus und magnetische Wirbel</b>	<b>5</b>
1.1 Grundlagen und Definitionen . . . . .	6
1.2 Magnetische Energien in Permalloy . . . . .	10
1.3 Magnetische Wirbel . . . . .	13
<b>2 Mikro-Hall-Magnetometrie</b>	<b>27</b>
2.1 Das zweidimensionale Elektronengas . . . . .	28
2.2 Der lokale Hall-Effekt . . . . .	36
<b>3 Mikromagnetische Simulationen</b>	<b>45</b>
3.1 Simulationen mit dem <i>LLG Micromagnetics Simulator</i> . . . . .	46
3.2 Streufeldberechnungen mit dem <i>B-Prober</i> . . . . .	49
<b>4 Experimenteller Aufbau und Messung</b>	<b>55</b>
4.1 Der Messaufbau . . . . .	55
4.2 Messung und Datenaufbereitung . . . . .	57
<b>5 Probenpräparation</b>	<b>61</b>
5.1 Überblick wichtiger Prozessierungsschritte . . . . .	61
5.2 Dünnschicht-Elemente mit Antidots . . . . .	67
5.3 Sauerstoff-Ionenimplantation . . . . .	69
5.4 Zusammenfassung . . . . .	74
<b>6 Die Vortex-Nukleation</b>	<b>77</b>
6.1 Die Ummagnetisierung im Überblick . . . . .	77
6.2 Hall-Messungen zur Vortex-Nukleation . . . . .	79
6.3 Simulationen zur Vortex-Nukleation . . . . .	81
6.4 Diskussion der Ergebnisse . . . . .	83
6.5 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen . . . . .	88
<b>7 Vortex-Pinning an individuellen Punktdefekten</b>	<b>91</b>
7.1 Vortex-Pinning in Hall-Messungen . . . . .	91
7.2 Vortex-Pinning in Simulationen . . . . .	98
7.3 Anmerkungen und Zusammenfassung . . . . .	103
<b>8 Vortex-Schalten mit künstlichen Defekten</b>	<b>107</b>
8.1 Hall-Messungen an Scheiben mit zwei Defekten . . . . .	108
8.2 Vergleich mit mikromagnetischen Simulationen . . . . .	111
8.3 Ablauf des Schaltvorgangs . . . . .	113

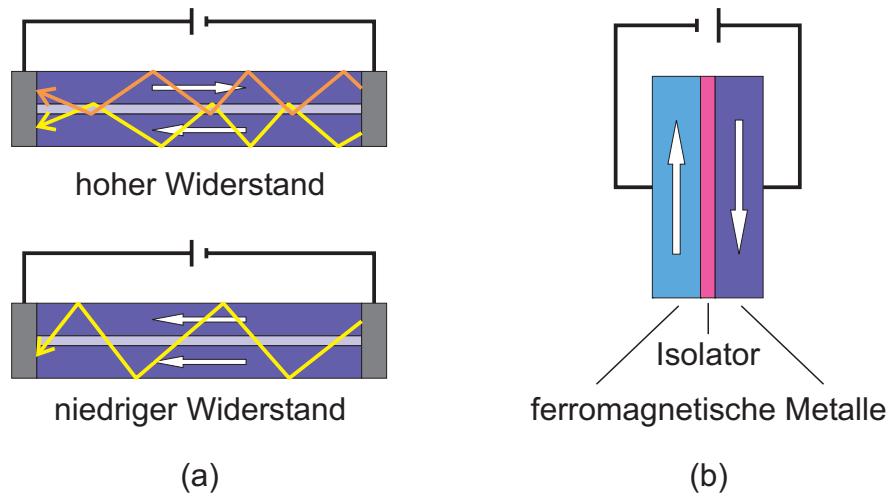
8.4	Möglichkeiten zur Kontrolle des Schaltfelds . . . . .	118
8.5	Scheiben mit drei und vier Antidots . . . . .	129
8.6	Zusammenfassung . . . . .	132
<b>9</b>	<b>Eignung als MRAM- und Logik-Elemente</b>	<b>133</b>
9.1	Scheiben mit Antidots als Speicherelemente . . . . .	133
9.2	Scheiben mit Antidots als Logik-Bausteine . . . . .	139
	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>151</b>
<b>A</b>	<b>Bedienungsanleitung des <i>B-Probers</i></b>	<b>157</b>
<b>B</b>	<b>Herstellungsverfahren</b>	<b>161</b>
<b>C</b>	<b>Ummagnetisierung einer Kreisscheibe in gekippten Feldern</b>	<b>167</b>
<b>D</b>	<b>Vortex-Pinning als Funktion der Temperatur</b>	<b>171</b>
<b>E</b>	<b>Publikationsliste</b>	<b>175</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>177</b>

# Einleitung

Gegenwärtig scheint sich ein Paradigmenwechsel in der Welt der Elektronik abzuzeichnen, indem sich der Übergang von der herkömmlichen Halbleiter-Elektronik zur *Magnetoelektronik* vollzieht. Bisher beruhte das Funktionsprinzip elektronischer Bauteile einzig auf der elektrischen Ladung des Elektrons, während seine zweite intrinsische Eigenschaft, der Spin und das mit ihm verbundene magnetische Moment, hingegen unberücksichtigt blieb. Durch Integration magnetischer Elemente in elektronische Bauteile soll nun auch der Spinfreiheitsgrad der Elektronen genutzt werden, um überlegene technische Charakteristika zu erzielen [1, 2, 3]. Aus physikalischer Sicht beschreibt der Begriff *Magnetoelektronik* die Wechselwirkung von Ladungstransport und den magnetischen Eigenschaften eines physikalischen Systems [4].

Die Entwicklung der Magnetoelektronik wurde durch die Entdeckung des *Riesenmagnetowiderstand-Effekts* (*Giant Magneto Resistance, GMR*) durch P. Grünberg und A. Fert im Jahre 1988 eingeleitet [5, 6]. Er tritt in *Spin-Valve-Systemen* auf, die aus zwei ferromagnetischen Schichten, getrennt durch eine dünne, nicht ferromagnetische Metallschicht, bestehen [7]. Aufgrund spinabhängiger Streuung der Leitungselektronen erweist sich der elektrische Widerstand des Schichtsystems als minimal, wenn die beiden magnetischen Schichten parallel magnetisiert sind, aus antiparalleler Magnetisierung jedoch resultiert maximaler Widerstand. In Bauteilen verwendet man üblicherweise eine Anordnung, in welcher der Strom parallel zur Schichtebene (*current in plane, CIP-Konfiguration*) fließt, s. Abb. 1 (a). Wird die leitende Zwischenschicht durch eine isolierende Tunnelbarriere ersetzt, so tritt anstelle des GMR-Effekts der *TMR-Effekt* (*Tunneling Magneto Resistance*) in Erscheinung, wobei der Tunnelstrom senkrecht zum Schichtsystem gerichtet ist (*current perpendicular to plane, CPP-Konfiguration*), s. Abb. 1 (b). Typische Widerstandsänderungen betragen 5 - 10 % im Falle von GMR-Elementen und 20 - 50 % für TMR-Elemente [1].

Das hohe Anwendungspotential auf Magnetowiderstandseffekten beruhender Bauteile spiegelt sich in der raschen Markteinführung von GMR-Elementen wider, die sich beispielsweise in Magnetfeldsensoren [8] und Leseköpfen von Festplattenlaufwerken [9] etabliert haben. Vielversprechend erscheint auch der Einsatz von GMR- und TMR-Elementen in *MRAM-Speichern* (*Magnetic Random Access Memory*) [10, 11, 12]. Dieser neue Speichertyp vereint in sich zugleich die



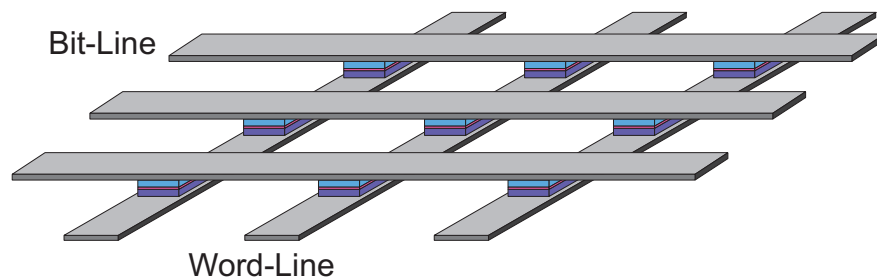
**Abbildung 1:** (a) Schematische Darstellung des Transports durch ein GMR-Element mit parallel (unten) bzw. antiparallel (oben) magnetisierten Schichten. (b) Magnetisches Tunnelement (TMR-Element) in CPP-Konfiguration. Sind die beiden ferromagnetischen Schichten antiparallel orientiert, wie hier dargestellt, so ergibt sich ein höherer Widerstand als im Falle paralleler Magnetisierung. Aus [2].

Vorteile von DRAM-, SRAM- und Flash-Speichern und könnte deshalb zur universellen Speichertechnologie der Zukunft avancieren [13, 14, 12]. Verglichen mit den gegenwärtig verwendeten Speichertypen sollen MRAM-Speicher eine erhöhte Datenbearbeitungsgeschwindigkeit, geringeren Stromverbrauch und eine höhere Integrationsdichte aufweisen. Der vielleicht bedeutendste Vorteil allerdings liegt darin, dass die Daten nicht flüchtig gespeichert werden, bei plötzlichem Stromausfall also nicht verloren gehen.

Abb. 2 zeigt den schematischen Aufbau eines MRAM-Chips, der auf dem Einsatz magnetischer Tunnelemente beruht [2, 7]. Jedes Element dient als Speichereinheit für ein Bit, indem die Magnetisierung der weichmagnetischen Schicht entweder parallel oder antiparallel zur Magnetisierung der magnetisch harten Schicht ausgerichtet werden kann, was zu niedrigem bzw. hohem Widerstand des TMR-Elements führt.<sup>1</sup> Um jede Speicherzelle, d.h. jedes Bit, individuell auslesen und beschreiben zu können, sind die regelmäßig angeordneten TMR-Elemente in eine Matrix metallischer Leiterbahnen, der *Word-* und *Bit-Lines*, eingebettet. Dem Auslesevorgang einer bestimmten Zelle entspricht eine Widerstandsmessung dieser Zelle, die mit Hilfe der Word- und Bit-Line, an deren Kreuzungspunkt sich die betrachtete Zelle befindet, durchgeführt wird. Das Speichern von Information erfordert eine Änderung des magnetischen Zustands in einem bestimm-

<sup>1</sup>Die beiden ferromagnetischen Schichten eines TMR-Elements unterscheiden sich zumeist in ihrer Dicke und chemischen Zusammensetzung, so dass sie sich bei unterschiedlichen Stärken eines von außen angelegten Magnetfelds ummagnetisieren. Die weichmagnetische Schicht schaltet bei kleineren Feldstärken als die hartmagnetische.

ten TMR-Element, ohne die übrigen Speicherzellen dauerhaft zu beeinflussen. Dies gelingt mit simultanen Strompulsen durch die Word- und Bit-Line, welche das zu beschreibende TMR-Element adressieren. Der von einem Strompuls generierte Magnetfeldpuls einer Leiterbahn alleine reicht nicht aus, um den Magnetisierungszustand der entlang dieser Bahn angeordneten Elemente irreversibel zu verändern. Am Schnittpunkt der beiden Strom durchflossenen Leiterbahnen jedoch addieren sich die beiden Feldpulse auf, so dass das zum Speichern der Information vorgesehene TMR-Element geschaltet werden kann.



**Abbildung 2:** Beispiel einer MRAM-Architektur, welche TMR-Elemente (s. Abb. 1) als Speicherbausteine vorsieht. Diese befinden sich jeweils an den Schnittpunkten senkrecht zueinander verlaufender metallischer Leiterbahnen, den *Word-* und *Bit-Lines*. Neben dem Auslesen der gespeicherten Information dienen die Leiterbahnen dem Schalten der magnetischen Dünnschicht-Elemente in den Zellen.

Diese Beschreibung des Funktionsprinzips eines MRAM-Speichers verdeutlicht, dass zu seiner Realisierung fundierte Kenntnisse des Magnetismus in mikroskopisch kleinen Partikeln erforderlich sind. Erst die Beherrschung der Umschaltvorgänge magnetischer Dünnschicht-Elemente mit lateraler Ausdehnung unter einem Mikrometer, die das Herzstück der GMR- und TMR-Zellen bilden, wird dem neuen magnetoelektronischen Konzept zum Durchbruch verhelfen. Aufgrund ihrer geringen Größe unterscheiden sich diese Teilchen in ihrem magnetischen Verhalten grundlegend von ihren makroskopischen Gegenständen, vor allem zeigen sie eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Probengeometrie. Scheibenförmige Dünnschicht-Elemente beispielsweise liegen häufig in einem charakteristischen magnetischen Wirbelzustand, dem *Vortex*, vor. Wie aber lassen sich solch eigentümliche Magnetisierungskonfigurationen erforschen?

Die in dieser Arbeit eingesetzte experimentelle Methode, die *Mikro-Hall-Magnetometrie*, ist bereits im Vorfeld erfolgreich zur Untersuchung magnetischer Kreisscheiben verwendet worden [15, 16]. Hier soll sie zunächst dazu dienen, Licht ins Dunkel der Vortex-Entstehung zu bringen. Im weiteren Verlauf der Arbeit rücken Versuche zur Kontrolle der Wirbelstruktur in Kreisscheiben ins Zentrum des Interesses, ehe mögliche Anwendungen in magnetoelektronischen Bauteilen besprochen werden. Nicht zuletzt, weil sie die Messung des magnetischen Streufelds eines einzelnen Partikels unter der Wirkung eines externen Magnetfelds

gestattet, leistet die Mikro-Hall-Magnetometrie auch bei diesen Untersuchungen gute Dienste. Die aus Halbleiter-Heterostrukturen hergestellten Mikro-Hall-Sensoren verfügen zwar über eine hohe Streufeldsensitivität, beeinträchtigen die zu untersuchende Probe während der Messung jedoch nicht. Überdies sind sie über einen großen Temperaturbereich einsetzbar, der sich von niedrigen Temperaturen unter 4,2 K bis Raumtemperatur erstreckt.

Trotz dieser Vorteile gewähren die Hall-Experimente als magnetometrische Untersuchungen keinen direkten „Blick“ auf die Magnetisierungszustände der Probe. Um dennoch fundierte Rückschlüsse von den gemessenen Streufeldkurven auf die Magnetisierung treffen zu können, werden ergänzend mikromagnetische Simulationen durchgeführt, wobei die Simulationssoftware der experimentellen Situation der Hall-Messungen angepasst wird. Neben der Untersuchung magnetischer Teilchen liegt ein zusätzlicher Schwerpunkt der Arbeit auf der Weiterentwicklung bestehender Strukturierungsmethoden. Dies betrifft sowohl die Bearbeitung des Halbleitermaterials zur Erzeugung geeigneter Hall-Sensoren als auch das Aufbringen magnetischer Dünnschicht-Elemente mit speziellen Eigenschaften.

Der Inhalt dieser Arbeit gliedert sich wie folgt: Kapitel 1 vermittelt zunächst einen kurzen Überblick über fundamentale magnetische Zusammenhänge, ehe die charakteristischen Eigenschaften magnetischer Wirbelstrukturen detailliert beschrieben werden. Kapitel 2 widmet sich dem Transportverhalten zweidimensionaler Elektronengase in elektrischen und magnetischen Feldern und diskutiert insbesondere die Auswirkungen lateraler Strukturierung. Diese Ausführungen sind zum Verständnis der Funktionsweise von Mikro-Hall-Sensoren unerlässlich. In Kapitel 3 erfolgt eine Einführung in mikromagnetische Simulationen, wobei der Zusammenhang zwischen der Magnetisierung eines Partikels und dem von ihm ausgehenden Streufeld gründlich untersucht wird. Dies ist deshalb von großer Bedeutung, weil Hall-Sensoren nicht die Magnetisierung, sondern das magnetische Streufeld detektieren. Kapitel 4 zeigt den Messaufbau und beschreibt, wie die Hall-Experimente durchgeführt und ausgewertet werden. Im Anschluss an Kapitel 5, in welchem neben den wesentlichen Schritten zur Herstellung der Proben auch neue Strukturierungsverfahren erläutert werden, erfolgt die Präsentation und Diskussion der Ergebnisse (Kapitel 6 bis 9).



# Kapitel 1

## Grundlagen des Magnetismus und magnetische Wirbel

Dieses Kapitel beginnt mit einer Einführung in grundlegende Definitionen und Zusammenhänge im Bereich des Magnetismus. Wenngleich diese Arbeit sich dem magnetischen Verhalten von Teilchen mit einer Größe deutlich unter einem Mikrometer widmet, ist es sinnvoll, sich zunächst kurz die Eigenschaften makroskopischer Proben vor Augen zu führen. Immerhin finden viele Methoden und Begriffe bei der Untersuchung und Beschreibung sowohl makroskopischer als auch mikroskopischer magnetischer Objekte gleichermaßen Anwendung. So beruhen beispielsweise sämtliche Konzepte zur theoretischen Ermittlung der Magnetisierungskonfiguration auf einem Variationsprinzip, welches nach einem Minimum der Freien Energie sucht. Daraus wird ersichtlich, dass die diversen magnetischen Energiebeiträge unabdingbar notwendig sind, um experimentelle Beobachtungen erklären zu können. Hier fällt die Auswahl auf diejenigen Energietерme, welche für das in dieser Arbeit verwendete Probenmaterial Permalloy ausschlaggebend sind. Im Anschluss findet eine ausführliche Diskussion magnetischer Wirbelstrukturen statt. Sie stellen ein prominentes Beispiel fließender Magnetisierungskonfigurationen dar, die im Übergangsbereich zwischen Ein- und Vieldomänenzustand auftreten. Am intensivsten erforscht wurden sie in scheibenförmigen Nanomagneten, deren Magnetisierung sowohl in Remanenz als auch in Abhängigkeit homogener externer Magnetfelder gründlich erörtert wird. Das Kapitel endet schließlich mit dem Ausblick, dass magnetische Wirbel auch das Verhalten vieler anderer — teilweise völlig unterschiedlicher — magnetischer Proben prägen.

## 1.1 Grundlagen und Definitionen

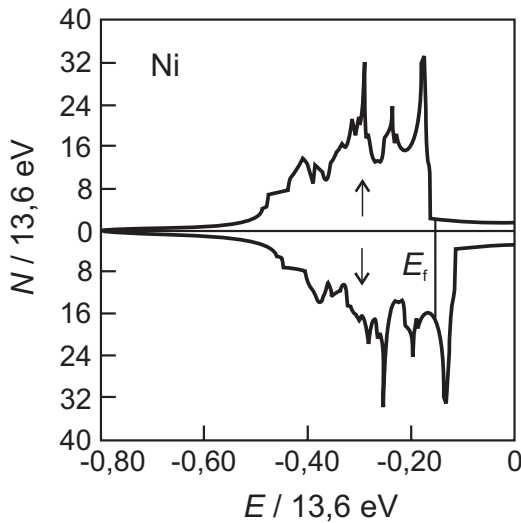
### 1.1.1 Magnetisierung, magnetische Polarisation und Flussdichte

Wie kann man das Phänomen Ferromagnetismus erklären? Aufbauend auf dem Konzept kleinster Elementarmagnete [17] gelang es P. Weiss mit Hilfe seiner *Molekularfeldtheorie*, die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung treffend zu beschreiben [18]. Jedoch blieb die Natur des Molekularfelds, das die Elementarmagnete mit ungeheurer Stärke ausrichtet, weiterhin verborgen. Erst die Entwicklung der Quantenmechanik verhalf zu der Entdeckung, dass die Wurzeln des Molekularfelds im Zusammenspiel von Pauli-Prinzip und Coulomb-Wechselwirkung zu finden sind. Eine quantitative Erfassung der *Austauschwechselwirkung* lokalisierter benachbarter Spins  $\mathbf{s}_i$  und  $\mathbf{s}_j$  gelang schließlich Heisenberg in der Darstellung

$$E = -2 J_{\text{ex}} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j, \quad (1.1)$$

wobei  $J_{\text{ex}}$  das quantenmechanische *Austauschintegral* bezeichnet [19].

Ferromagnetismus in den elementaren Übergangsmetallen Eisen, Kobalt und Nickel beruht jedoch nicht auf lokalisierten magnetischen Momenten, sondern wird von den frei im Kristall beweglichen Elektronen des 3d-Bandes getragen. Verantwortlich für das Auftreten des Ferromagnetismus in diesen Elementen sind die hohe Zustandsdichte im 3d-Band, ein großes positives Austauschintegral und die Tatsache, dass die 3d- und 4s-Bänder nicht vollständig besetzt sind. Unter diesen Voraussetzungen stellt sich nämlich eine Ungleichverteilung von Elektronen entgegengesetzter Spinrichtung ein, was sich graphisch in einer relativen Verschiebung der Zustandsdichten für die beiden unterschiedlichen Spinrichtungen ausdrückt (s. Abb. 1.1). Dies hat zur Folge, dass sich die magnetischen Momen-



**Abbildung 1.1:** Elektronische Zustandsdichte der d- und s-Elektronen von Ni. Während die gezackten Strukturen hauptsächlich den d-Elektronen entsprechen, sind die glatten, flach verlaufenden Abschnitte auf die s-Elektronen zurückzuführen. Deutlich erkennt man die relative Verschiebung der beiden Teilbänder für (↑)- und (↓)-Spins, die etwa 1 eV beträgt. Aus [20].

te von Elektronen mit entgegengesetzt gerichteten Spins nicht mehr vollständig kompensieren und so zu *spontaner Magnetisierung* des Materials führen.

Die *Magnetisierung*  $\mathbf{M}$  ist definiert als magnetisches Moment pro Volumen und trägt die Einheit A/m. Abgesehen von Defekten im Material ist ihr Betrag unabhängig vom Ort in der Probe konstant ( $M_S$ ),<sup>1</sup> während die Richtung des Magnetisierungsvektors (Einheitsvektor  $\mathbf{m}$ ) i. Allg. orts- und zeitabhängig ist:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = M_S \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \text{ mit } \mathbf{m}^2 = 1. \quad (1.2)$$

Die *magnetische Polarisation*<sup>2</sup>  $\mathbf{J}$  (Einheit: Vs/m<sup>2</sup> = Tesla = T) ist gemäß  $\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M}$  eng verknüpft mit der Magnetisierung, wobei hier die äquivalente Darstellung

$$\mathbf{J} = J_S \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \text{ mit } J_S = \mu_0 M_S \quad (1.3)$$

gilt ( $\mu_0$  ist die *Permeabilität des Vakuums* und beträgt  $\mu_0 := 4\pi \cdot 10^{-7}$  Vs/Am). Die fundamentale Gleichung

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \quad (1.4)$$

bringt zum Ausdruck, dass sich die *magnetische Flussdichte*  $\mathbf{B}$  (Einheit: T) aus je einem Anteil des Magnetfelds  $\mathbf{H}$  und der magnetischen Polarisation  $\mathbf{J}$  zusammensetzt. Aus Gl. 1.4 geht hervor, dass die SI-Einheit des Magnetfelds  $\mathbf{H}$  — ebenso wie die der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  — A/m ist. Da allerdings sehr viele Arbeiten auf dem Gebiet des Magnetismus nach wie vor in cgs-Einheiten (Feldstärke in Oe) veröffentlicht werden, ist die Einheit A/m für Magnetfelder eher unpraktisch:  $1 \text{ Oe} = 10^3/(4\pi) \text{ A/m} \approx 79,6 \text{ A/m}$ . Die Umrechnung von Oe in T hingegen ist wesentlich einfacher:  $1 \text{ Oe} = 0,1 \text{ mT}$ . Deshalb werden in dieser Arbeit Magnetfelder in der Einheit der magnetischen Flussdichte, also in T, angegeben.

### 1.1.2 Domänenstruktur und Hysterese

Häufig erscheinen makroskopische Proben ferromagnetischer Materie nach außen hin magnetisch neutral, obwohl die Magnetisierung an jedem Ort innerhalb der Probe konstant und von null verschieden ist ( $M_S \neq 0$ , vgl. Gl. 1.2). Dies lässt sich mit der *Domänenstruktur* der Probe erklären: das Probenvolumen zerfällt in eine Vielzahl homogen magnetisierter Bereiche mit parallel ausgerichteten Spins (*Domänen*), deren Magnetisierungsrichtungen statistisch verteilt sind. Vektorielle Addition der magnetischen Momente all dieser Domänen führt dazu, dass das über die ganze Probe gemittelte Gesamtmoment verschwindet. Die Übergangsbereiche zwischen den Domänen heißen *Domänenwände*. Sie weisen häufig eine komplexe, probenspezifische interne Spinstruktur auf [21].

<sup>1</sup>Eine interessante Ausnahme bilden *Blochpunkte*, siehe Abschn. 1.3.2.

<sup>2</sup>auch: *magnetische Dipoldichte*

Misst man an einer solchen Probe die Magnetisierung als Funktion eines externen Magnetfelds, das bei null beginnt und langsam anwächst, so erhält man eine *Neukurve* (s. Abb. 1.2). Zunächst wachsen die Domänen, welche bereits etwa in Richtung des externen Magnetfelds gerichtet sind, auf Kosten ungünstig gerichteter Domänen, indem sich die Domänenwände anfangs reversibel, später irreversibel verschieben. Schließlich erreicht die Probe durch Rotation der Magnetisierung in den verbliebenen Domänen den Zustand der *Sättigung*, d.h. das gesamte Probenvolumen ist homogen in Richtung des äußeren Felds magnetisiert. Die zur Herstellung der *Sättigungsmagnetisierung* ( $M_S$ ) notwendige Feldstärke wird *Sättigungsfeldstärke* ( $H_S$ ) genannt.

Die *magnetische Suszeptibilität*  $\chi$  ist definiert als

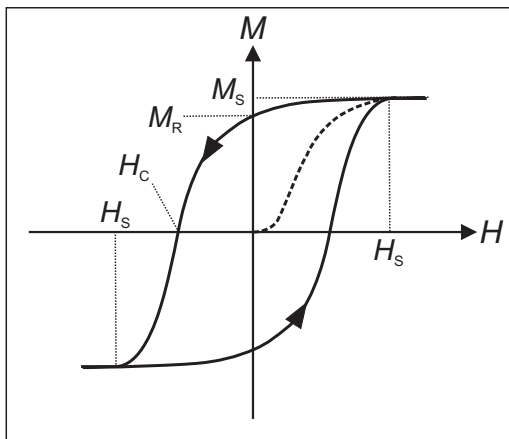
$$\chi := \frac{M}{H} \quad (1.5)$$

und bezeichnet eine wichtige technische Größe. Aus Gln. 1.3, 1.4 und 1.5 folgt

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \mu_0(1 + \chi)\mathbf{H} \\ &= \mu_0\mu_r\mathbf{H} \\ &= \mu\mathbf{H}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Dabei beschreiben  $\mu_r$  die *relative Permeabilität* und  $\mu$  die *Permeabilität* der Probe.

Weitere charakteristische Größen offenbaren sich aus der Ummagnetisierungskurve. Als *remanente Magnetisierung* ( $M_R$ ) bezeichnet man den Quotienten aus magnetischem Gesamtmoment und Probenvolumen, nachdem das externe Magnetfeld auf null zurückgefahren wurde. Wird das Feld anschließend entgegengesetzt zur ursprünglichen Richtung erhöht, so markiert der Nulldurchgang der Magnetisierungskurve die *Koerzitivfeldstärke* ( $H_C$ ).



**Abbildung 1.2:** Schematische Darstellung einer Neukurve (gestrichelt) und einer Hystereseschleife, die sich aus den beiden Ummagnetisierungskurven für entgegengesetzte Feldrichtungen zusammensetzt. Die im Text erläuterten charakteristischen Größen sind ebenfalls eingetragen: Sättigungsmagnetisierung  $M_S$ , remanente Magnetisierung  $M_R$ , Koerzitivfeldstärke  $H_C$  und Sättigungsfeldstärke  $H_S$ .

I. Allg. können einem bestimmten äußeren Magnetfeld mehrere, voneinander unabhängige Magnetisierungszustände der Probe zugeordnet werden. Welcher Zustand tatsächlich auftritt, hängt von der Vorgeschichte ab, man spricht

von *Hysterese*. Während die Messung vollständiger Ummagnetisierungskurven (d.h. von Sättigung der Probe in einer Richtung bis zur Sättigung in entgegengesetzter Richtung) die Ermittlung von remanenter Magnetisierung, Koerzitivfeldstärke und Sättigungsfeldstärke gestattet (vgl. Abb. 1.2), haben sich auch *Minor Loops*<sup>3</sup> bei der Charakterisierung des magnetischen Verhaltens einer Probe bewährt. Letztere erhält man durch Umkehr der Feldrichtung vor Erreichen der Sättigung, sie liefern ein unverzichtbares Unterscheidungskriterium für reversible und irreversible magnetische Prozesse. Dies wird sich im weiteren Verlauf der Arbeit noch vielfach zeigen. Der folgende Abschnitt hingegen soll einen theoretischen Zugang zu den hier beschriebenen Phänomenen eröffnen.

### 1.1.3 Variationsprinzip, Domänentheorie und *Micromagnetics*

Das magnetische Verhalten makroskopischer Körper wird, wie in Abschn. 1.1.2 erläutert, wesentlich durch ihre Domänenstruktur bestimmt. Diese Arbeit hingegen wird sich mit den magnetischen Eigenschaften mikroskopisch kleiner Teilchen auseinandersetzen, welche aufgrund ihrer geringen Ausdehnung häufig keine vergleichbaren Domänenstrukturen beherbergen. Trotz dieses gravierenden Unterschieds beruht die theoretische Ermittlung der Magnetisierungsstruktur für Körper aller Größen auf dem gleichen Variationsprinzip, das ursprünglich in [22] eingeführt wurde: Das Magnetisierungsvektorfeld  $\mathbf{m}$  wird so gewählt, dass die gesamte Freie Energie ein absolutes oder relatives Minimum einnimmt, wobei die Nebenbedingung  $\mathbf{m}^2 = 1$  (Gl. 1.2) eingehalten wird [21]. Dadurch verschwindet das Drehmoment auf die Magnetisierung an jedem Ort innerhalb der Probe. Auf diesem Prinzip beruhen zwei Ansätze, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

Der ältere Ansatz, die *Domänentheorie*, stellte zunächst die einzige Theorie zur Interpretation des hysteretischen Verhaltens ferromagnetischer Materialien dar [23]. Ihre Grundbausteine sind Domänen und Domänenwände, die so in der Probe ausgerichtet und angeordnet werden, dass die freie Energie ein Minimum einnimmt. Dabei wird die Magnetisierung innerhalb der Domänen als konstant angenommen, und Änderungen in der Magnetisierungsrichtung treten nur in den Domänenwänden auf. Da das Ergebnis bei dieser Herangehensweise wesentlich vom Einfallsreichtum des Theoretikers abhängt, wurde die Domänentheorie von W. F. Brown jr. u.a. kritisiert [24].

Er befürwortete stattdessen einen rigoroseren Ansatz, eine Kontinuums-*theorie*, die *Micromagnetics* genannt wird. Unter Einbeziehung der diversen magnetischen Energiebeiträge (s. unten) wird die Richtung des Magnetisierungsvektorfelds an jedem Ort in der Probe berechnet. Regionen mit verschwindenden bzw. sehr hohen Richtungsänderungen der Magnetisierung, also Domänen und Domänenwände, werden hier nicht vorausgesetzt, sondern ergeben sich zwanglos

---

<sup>3</sup>Für diesen Ausdruck hat sich (noch) keine Bezeichnung in deutscher Sprache durchgesetzt.

aus der Theorie. Das Problem liegt jedoch darin, dass die *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung* (vgl. Kap. 3) aufgrund ihrer Komplexität und unter Berücksichtigung der zur Verfügung stehenden Rechenleistung nur in Ausnahmefällen gelöst werden kann.

Die Ermittlung der Domänenkonfiguration in makroskopischen Körpern bleibt auch weiterhin der Domänentheorie vorbehalten, wenngleich die Kontinuums-theorie *Micromagnetics* wichtige Zusatzinformation, wie zum Beispiel über die Struktur der Domänenwände, liefern kann. Bei der Beschreibung sehr kleiner Teilchen im Submikrometer-Bereich hingegen, welche in dieser Arbeit eine zentrale Rolle einnehmen, stellen mikromagnetische Simulationen ein unverzichtbares und — mittlerweile — ausgereiftes Werkzeug zur Erforschung des magnetischen Verhaltens dar. Am Ausgangspunkt beider Ansätze stehen die magnetischen Energien, welche — eingeschränkt auf die für das Probenmaterial *Permalloy* (s. unten) hauptsächlich relevanten Beiträge — im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

## 1.2 Magnetische Energien in Permalloy

### 1.2.1 Austauschenergie

Wie in Abschn. 1.1.1 bereits erwähnt, beruht die Austauschwechselwirkung auf dem Zusammenspiel von Pauli-Prinzip und Coulomb-Wechselwirkung und ist für das Phänomen der spontanen Magnetisierung grundlegend verantwortlich. In einem Ferromagneten versucht sie, benachbarte Spins parallel auszurichten. Die zugehörige Austauschenergie lässt sich quantitativ mit der Formel

$$E_{\text{ex}} = A \int ((\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2) \, dV \quad (1.7)$$

erfassen, wobei  $A$  eine Materialkonstante, die *Austauschkonstante*, darstellt. Obwohl diese Beziehung ursprünglich auf eine Taylor-Entwicklung der isotropen *Heisenberg-Wechselwirkung* (Gl. 1.1) zwischen benachbarten, lokalisierten Spins zurückgeht, ist sie in erster Näherung auch auf metallische Ferromagnete anwendbar.

### 1.2.2 Zeeman-Energie

Die Zeeman-Energie  $E_{\text{H}}$  beruht auf der Wechselwirkung des Magnetisierungsvektorfelds  $\mathbf{m}$  mit einem Magnetfeld  $\mathbf{H}$  und beträgt

$$E_{\text{H}} = -J_{\text{S}} \int_{\text{Probe}} \mathbf{H} \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}) \, dV. \quad (1.8)$$

Im Fall eines homogenen äußeren Feldes hängt die Zeeman-Energie nicht von der Probenform oder der speziellen Domänenkonfiguration ab, sondern ist ausschließlich von der über die Probe gemittelten Magnetisierung bestimmt.

### 1.2.3 Streufeldenergie und Formanisotropie

Die Magnetisierung eines Körpers kann nicht nur mit einem von außen angelegten Magnetfeld  $\mathbf{H}$  eine Wechselwirkung erfahren, sondern auch mit dem Magnetfeld  $\mathbf{H}_d$ , welches dieser Körper aufgrund seiner Magnetisierung selbst erzeugt. Gemäß der Potentialtheorie<sup>4</sup> ergibt sich das Streufeld  $\mathbf{H}_d$  als negativer Gradient eines skalaren Potentials  $\Phi_d$ :

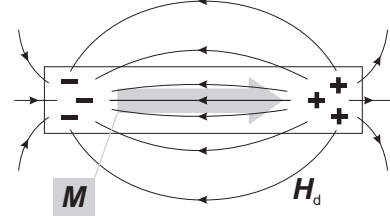
$$\Phi_d(\mathbf{r}) = \frac{J_S}{4\pi\mu_0} \left[ \int_V \frac{\lambda_v(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' + \int_\sigma \frac{\sigma_s(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' \right], \text{ wobei} \quad (1.9)$$

$$\lambda_v = -\operatorname{div} \mathbf{m} \quad (1.10)$$

$$\sigma_s = \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}; \quad (1.11)$$

$$\mathbf{H}_d(\mathbf{r}) = -\nabla \Phi_d(\mathbf{r}). \quad (1.12)$$

Dabei repräsentieren  $\lambda_v$  und  $\sigma_s$  Volumen- bzw. Oberflächenladungsdichte ( $\mathbf{n}$  ist der Einheitsvektor in Richtung der Flächennormale). Da  $\mathbf{H}_d$  im Innern der Probe der Magnetisierung entgegenwirkt (vgl. Skizze), wird das Streufeld auch als *entmagnetisierendes Feld* bezeichnet. Die mit seinem Auftreten verbundene Energie wird *Streufeld-, Entmagnetisierungs- oder magnetostatische Energie* genannt und berechnet sich zu



$$E_d = \frac{1}{2} \mu_0 \int_{\text{ganzer Raum}} \mathbf{H}_d^2 dV = -\frac{1}{2} \int_{\text{Probe}} \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{J} dV. \quad (1.13)$$

Die Streufeldenergie liefert grundsätzlich einen positiven Beitrag zur Gesamtenergie und wird nur dann zu null, wenn das Streufeld überall verschwindet.

I. Allg. sind Streufeldverteilungen beliebig geformter Proben kompliziert und können nur numerisch ermittelt werden. Eine wichtige Ausnahme dazu bilden homogen magnetisierte Ellipsoide: Ihr Streufeld ist ebenfalls homogen und kann mit der Formel

$$\mathbf{H}_d = -\underline{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M} \quad (1.14)$$

berechnet werden, wobei  $\underline{\mathbf{N}}$  der *symmetrische Entmagnetisierungstensor* ist [26]. Nach Hauptachsentransformation sind nur die Hauptdiagonalelemente  $N_a, N_b$  und  $N_c$  von null verschieden. Sie werden Entmagnetisierungsfaktoren genannt und unterliegen der Bedingung  $N_a + N_b + N_c = 1$ . Bei geeigneter Probengeometrie lässt sich die magnetostatische Energie abschätzen, indem man  $\mathbf{H}_d$  und  $E_d$  für einen Ellipsoid möglichst ähnlicher Form und Größe berechnet. Ein Beispiel ist in Tabelle 1.1 gegeben, wo ein scheibenförmiger Ferromagnet aus Permalloy (Py, s. Abschn. 1.2.4) mit einem ihm einbeschriebenen Rotationsellipsoid verglichen wird.

<sup>4</sup>Eine sehr anschauliche Einführung ist in [25] zu finden.



Probengeometrie	Scheibe		Ellipsoid
Berechnung der Daten	numerisch	analytisch	analytisch
$E_{d\parallel}/V$ (kJ/m <sup>3</sup> )	27,3	–	17,7 (= 0,044 $K_d$ )
$E_{d\perp}/V$ (kJ/m <sup>3</sup> )	345	345 (= 0,859 $K_d$ )	366 (= 0,91 $K_d$ )

**Tabelle 1.1:** Streufeld-Energiedichten einer homogen magnetisierten Permalloy-Scheibe (Dicke:  $t = 30$  nm, Durchmesser:  $D = 500$  nm) und eines ihr einbeschriebenen Rotationsellipsoids.  $E_{d\parallel}/V$  bezieht sich auf Magnetisierung in der Ebene,  $E_{d\perp}/V$  entspricht senkrechter Magnetisierung. Die Daten für die Scheibe wurden sowohl mit einem mikromagnetischen Simulationsprogramm (*LLG Micromagnetics Simulator*, s. Kap. 3) numerisch als auch analytisch nach R. I. Joseph [27] berechnet. Die Energiedichten des Ellipsoids wurden analytisch ermittelt (Formeln beispielsweise in [21]).

Die Daten in Tabelle 1.1 weisen auf einen weiteren bemerkenswerten Aspekt hin: Die Streufeldenergie ist viel geringer, wenn die Magnetisierung in der Scheibenebene liegt, als bei senkrechter Magnetisierung. Generell folgt aus den analytischen Formeln zur Berechnung der Entmagnetisierungsfaktoren und dem Prinzip der Energieminimierung (vgl. Abschn. 1.1.3), dass flache magnetische Körper dazu tendieren, ihre Magnetisierung in der Ebene auszurichten. Dies ist insofern plausibel, als senkrechte Magnetisierungskomponenten magnetische Oberflächenladungen hervorrufen, deren Streufelder die Energie des Systems beträchtlich erhöhen. Der *Streufeldenergie-Koeffizient*

$$K_d = \frac{J_S^2}{2\mu_0} \quad (1.15)$$

ist ein Maß für die maximale vom Streufeld verursachte Energiedichte. Dem hier erläuterten Sachverhalt, dass manche Magnetisierungsrichtungen aufgrund der Probenform energetisch bevorzugt sind, wird mit dem Ausdruck *Formanisotropie* Rechnung getragen. Es ist jedoch zu beachten, dass diese Anisotropie keine dem magnetischen Material inhärente Eigenschaft ist, was sie zum Beispiel von der *magnetokristallinen Anisotropie* unterscheidet. Solche intrinsische Anisotropien bzw. die Energieterme, aus denen sie sich ableiten lassen, sollen hier nicht näher untersucht werden. Sie spielen bei dem im Rahmen dieser Arbeit fast ausschließlich verwendeten Probenmaterial Permalloy, dessen Eigenschaften im Folgenden beschrieben werden, nur eine untergeordnete Rolle.

### 1.2.4 Charakteristische Eigenschaften von Permalloy

Gelegentlich werden Legierungen aus Nickel und Eisen verallgemeinernd unter dem Namen *Permalloy* (*Py*) zusammengefasst. Streng genommen jedoch bezeichnet dieser Begriff Legierungen mit einer Zusammensetzung von ca. 20 % Eisen (Fe) und 80 % Nickel (Ni). Diese Legierungen zeichnen sich durch eine sehr hohe Permeabilität (vgl. Gl. 1.6) und niedrige Koerzitivfeldstärke aus, sind also



ausgesprochen weichmagnetisch. Die Ursachen dafür sind folgende: Erstens verschwinden in Legierungen der Zusammensetzung  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  *Magnetostriktionseffekte* vollständig, d.h. es treten keine vom Magnetisierungszustand der Probe abhängigen Verspannungen auf, welche die Energie des Systems erhöhen könnten. Zweitens weist Py nur eine sehr kleine magnetokristalline Anisotropie auf, die bei einem geringfügig höheren Eisenanteil ( $\text{Ni}_{76}\text{Fe}_{24}$ ) vollständig verschwindet [28]. Aufgrund dieser Eigenschaften dient Py häufig als Material für Transformatorkerne und magnetische Abschirmungen [29].

Die Austauschkonstante von Py beträgt  $A = 13 \text{ pJ/m}$ , die Sättigungsmagnetisierung  $M_S = 800 \text{ kA/m}$  ( $J_S = 1,01 \text{ T}$ ). Daraus resultiert ein Streufeldenergiekoeffizient von  $K_d = 402 \text{ kJ/m}^3$  (Gl. 1.15). Mit Hilfe von  $A$  und  $K_d$  lässt sich eine charakteristische magnetische Länge, nämlich die *Austauschlänge*, definieren:

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{A}{K_d}}. \quad (1.16)$$

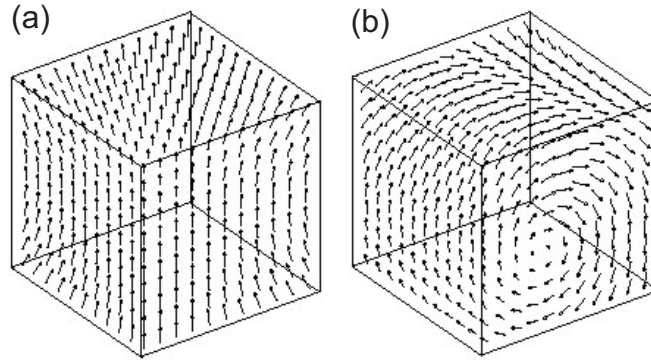
Setzt man die entsprechenden Zahlenwerte für Py ein, so erhält man  $l_{\text{ex}} = 5,7 \text{ nm}$ . Wie im nachfolgenden Abschnitt noch weiter vertieft werden soll, stellt die Austauschlänge ein nützliches Maß für die Ausdehnung magnetischer Strukturen, z.B. eines Vortex-Kerns, dar.

## 1.3 Magnetische Wirbel

### 1.3.1 Fließende Magnetisierungskonfigurationen

Wie in den vorangehenden Abschnitten erläutert, dienen die magnetischen Energien als Ausgangspunkt zur Ermittlung der Magnetisierungskonfiguration. Wenn kein externes Magnetfeld vorhanden ist, sind für Proben aus weichmagnetischem Material mit geringer Anisotropie im Wesentlichen nur Streufeld- und Austauschenergie zu berücksichtigen. Die Austauschenergie nimmt nach Gl. 1.7 dann niedrige Werte an, wenn die Spins möglichst parallel angeordnet sind, favorisiert also eine homogen magnetisierte Probe. Die Streufeldenergie hingegen lässt sich gemäß den Gleichungen 1.9 - 1.12 gering halten, falls die Entstehung magnetischer Pole vermieden werden kann. Bezogen auf magnetische Oberflächenladungen (s. Gl. 1.11) bedeutet dies, dass sich die Magnetisierung bevorzugt am Probenrand ansammelt, was eine inhomogene Magnetisierungskonfiguration zur Folge hat. In diesem Sinne stellen Austausch- und Streufeldenergie natürliche Gegenspieler dar [30], und es bleibt zu klären, welcher Mechanismus die Oberhand behält.

Makroskopische Proben weisen i. Allg. eine Domänenstruktur auf (vgl. Abschn. 1.1.2), die mit einer deutlich geringeren Streufeldenergie verbunden ist als eine homogene Magnetisierung. Im Falle großer Proben setzt sich demnach die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung gegenüber der kurzreichweitigen Austauschwechselwirkung zwischen benachbarten Spins durch. Das Gegenteil jedoch



**Abbildung 1.3:** Magnetisierungszustände in würfelförmigen Proben. Während kleinere Proben einen *flower state* aufweisen (a), liegen größere im *vortex state* mit geringerer Gesamtmagnetisierung vor (b). Aus [31].

sollte zutreffen, wenn man sehr kleine Teilchen betrachtet, für die man eine eindomänige Magnetisierungskonfiguration erwartet [32].<sup>5</sup> Im Folgenden wird die Probengröße in Relation zu charakteristischen magnetischen Längen gesetzt, um den Übergangsbereich zwischen Viel- und Eindomänenzustand abzuschätzen.

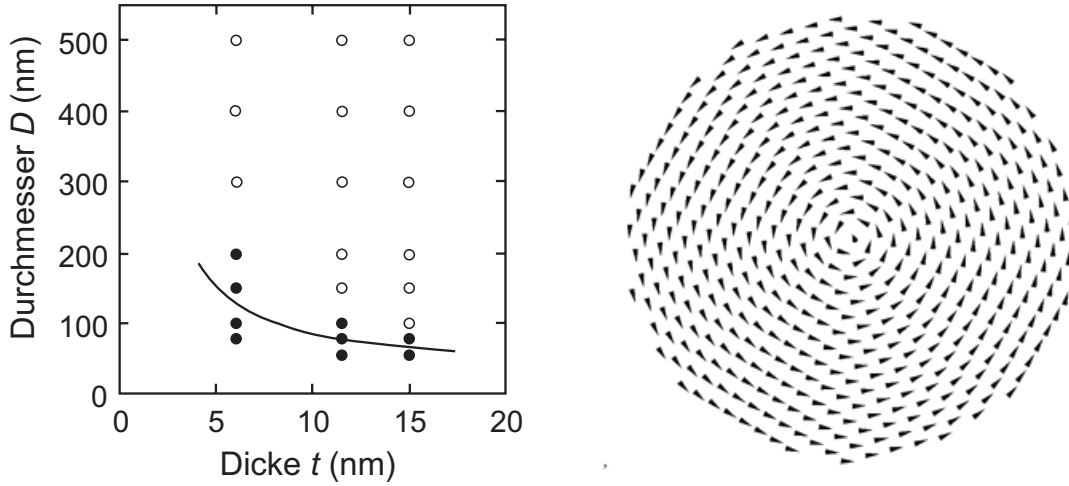
Die Grenze zur Eindomänigkeit wurde für würfelförmige Proben intensiv mit mikromagnetischen Rechnungen untersucht. Abhängig vom jeweils verwendeten Parametersatz schwankt die kritische Kantenlänge des Würfels zwischen dem 6,8-fachen und dem 8,6-fachen der Austauschlänge  $l_{\text{ex}}$  [39, 21, 31]. Unterhalb dieser Größe stellt sich eine beinahe homogene Magnetisierung ein, bei der sich die magnetischen Momente lediglich an den Ecken und Kanten etwas nach außen neigen (*flower state*, s. Abb. 1.3 (a)). Größere Kuben jedoch zeigen inhomogene Magnetisierungszustände, wobei die über die Probe gemittelte Magnetisierung vergleichsweise gering ist (*vortex state*, s. Abb. 1.3 (b)).

Ein anderes, häufig diskutiertes Problem stellt der Übergang vom Eindomänen- zum Vortex-Zustand<sup>6</sup> in scheibenförmigen Dünnschicht-Elementen dar. Neben mikromagnetischen Simulationsergebnissen [40, 41, 42] und analytischen Berechnungen [37] liegen auch experimentelle Befunde vor, die von integralen Hysterese-

<sup>5</sup>Für den Begriff der *Eindomänigkeit* existieren verschiedene Definitionen, je nachdem ob dynamische, energetische oder die Stabilität eines Zustands betreffende Kriterien herangezogen werden. Die strenge dynamische Definition [33, 34], die Homogenität der Magnetisierung selbst während der Ummagnetisierung fordert, ist experimentell nur schwer zugänglich [35, 36]. Hingegen ist die energetische Definition, gemäß welcher der eindomänige Zustand eine niedrigere Energie aufweisen muss als kompliziertere Magnetisierungsmuster, analytischen Betrachtungen [37] und mikromagnetischen Simulationen [31] vorbehalten. Aus praktischen experimentellen Gründen wird ein Teilchen deshalb auch als eindomänig bezeichnet, wenn sich die Magnetisierung während der Messung mit einem abbildenden Verfahren als homogen und stabil erweist [38].

<sup>6</sup>Der Vortex-Zustand in magnetischen Dünnschicht-Elementen wird in Kap. 1.3.2 umfassend beschrieben.

Messungen an einer Vielzahl als identisch betrachteter Teilchen stammen [43, 44, 45]. Das in [44] vorgestellte Phasendiagramm, welches in Abb. 1.4 zu sehen ist, zeigt, für welche Abmessungen (Dicke, Durchmesser) ein Eindomänen- bzw. Vortex-Zustand vorgefunden wurde. Die in dieser Arbeit untersuchten scheibenförmigen Proben bestanden aus Supermalloy ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{14}\text{Mo}_5$ ).



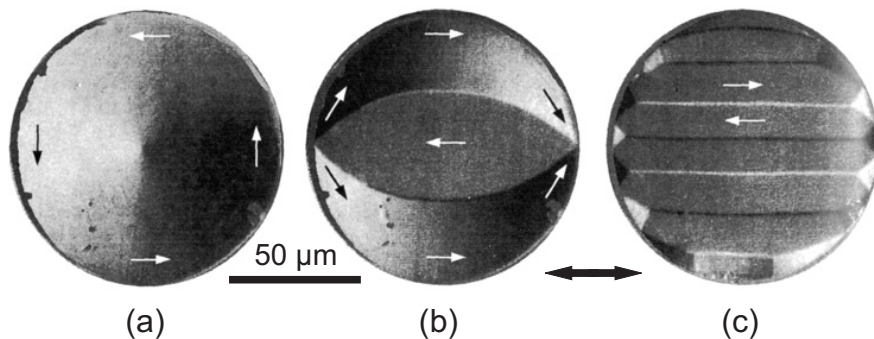
**Abbildung 1.4:** Links: Magnetisierungs-konfiguration von Supermalloy-Scheiben als Funktion ihrer Abmessungen (experimentelle Daten). Offene Kreise entsprechen dem Vortex-Zustand, geschlossene einer homogenen Magnetisierung. Die Linie (aus Simulationen) beschreibt eine untere Phasengrenze zwischen diesen beiden Zuständen. Aus [44]. Rechts: Remanente Magnetisierungs-konfiguration einer Py-Scheibe im Vortex-Zustand, berechnet mit *LLG Micromagnetics Simulator* (s. Kap. 3).

Eine umfangreiche Studie der Magnetisierungszustände in elektrolytisch abgeschiedenen zylinderförmigen Teilchen aus Nickel, Kobalt, Kobalt-Platin und Kobalt-Nickel wird in [46] präsentiert. Zusammen mit mikromagnetischen Simulationen weisen die integralen Messungen an Zylinder-Arrays auf die Existenz von Flower- und Vortex-Zuständen hin, wobei der Übergangsbereich von den Abmessungen der Teilchen abhängt.

Mit Hilfe spinpolarisierter Rastertunnelmikroskopie [47, 48] wurde die Magnetisierung *einzelner*, epitaktisch gewachsener Fe-Inseln auf W-Einkristallen abgebildet [38, 49, 50]. Auch hier zeigte sich, dass kleinere und dünnere Teilchen den Eindomänen-Zustand bevorzugen, während ihre größeren bzw. dickeren Gegenstücke im Vortex-Zustand auftreten. Intrinsische Anisotropien sind in epitaktischen Proben nicht vernachlässigbar.

Erreichen magnetische Schichtelemente eine laterale Ausdehnung in der Größenordnung  $\sqrt{A/K}$  ( $K$  stellt hier eine „Restanisotropie“ dar, die zwar in weichmagnetischen Materialien sehr klein sein kann, aber selbst dort nie ganz verschwindet.), können sich in ihnen Domänenwände ausbilden. Ein anschauliches

Beispiel ist in [51] zu finden, wo in einer scheibenförmigen Probe durch Hinzufügen einer Spannungsanisotropie der Übergang vom Vortex-Zustand zu Mehrdomänenmustern provoziert wurde (s. Abb. 1.5).<sup>7</sup> Grundsätzlich können Domänenwände aber auch ohne Anisotropie entstehen, um möglichst streufeldfreie Magnetisierungskonstellationen zu verwirklichen. Umfassende Untersuchungen zu diesem Thema, welche auch eine Konstruktionsvorschrift zum Auffinden der Domänenwände in weichmagnetischen Dünnschicht-Elementen beinhalten, wurden von van den Berg angestellt [53, 54, 55].<sup>8</sup> Ein Beispiel für Domänenabbildung mittels Lorentz-Transmissionselektronen- und Magnetkraftmikroskopie an strukturierten Permalloy-Elementen mit einer lateralen Ausdehnung von wenigen Mikrometern ist in [56] gegeben.



**Abbildung 1.5:** Die Probe besteht aus einem nanokristallinen Fe-Py-Viellagensystem mit einer Gesamtdicke von 300 nm. Die Abbildung der Magnetisierung wurde mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts durchgeführt. Ohne Anisotropie liegt ein Vortex-Zustand vor (a), induzierte Spannungsanisotropie (in Richtung des Doppelpfeils) führt zur Domänenbildung nach Abmagnetisierung parallel zur leichten Richtung (b) und senkrecht dazu (c). Bemerkenswert sind auch die Abschlussdomänen in (c), die das Austreten des Streufelds aus der Probe weitgehend verhindern. Aus [21] nach [51].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass Teilchen mit Abmessungen weniger Austauschlängen  $l_{\text{ex}}$  oder darunter eindomänig sind, während bei Überschreiten der Größe  $\sqrt{A/K}$  in der Regel mehrdomänige Magnetisierungskonfigurationen auftreten. Im Übergangsbereich zwischen diesen grob<sup>9</sup> festgelegten Grenzen liegt das Regime der *kontinuierlichen, fließenden* Magnetisierungskonfigurationen. Sie zeichnen sich durch eine — im Vergleich zu eindomänigen Teilchen — deutlich reduzierte Gesamtmagnetisierung aus, weil der magnetische Fluss zumindest teilweise in der Probe geschlossen verläuft. Andererseits fehlen die

<sup>7</sup>Eine aktuelle Untersuchung zu diesem Thema ist in [52] zu finden.

<sup>8</sup>Die van den Bergschen Konstruktionsvorschriften für Domänenwände können als Werkzeug im Rahmen der Domänentheorie (s. Abschn. 1.1.3) betrachtet werden.

<sup>9</sup>Einflüsse beispielsweise der Probenform wurden in diese sehr allgemein gehaltene Diskussion nicht aufgenommen.

Domänenwände, mit deren Hilfe in größeren Teilchen die Entstehung magnetischer Pole eingeschränkt werden kann. Ein typisches, in vielerlei Hinsicht interessantes und häufig auftauchendes Beispiel für eine fließende Magnetisierungsanordnung stellt die *Vortex-Struktur* dar.

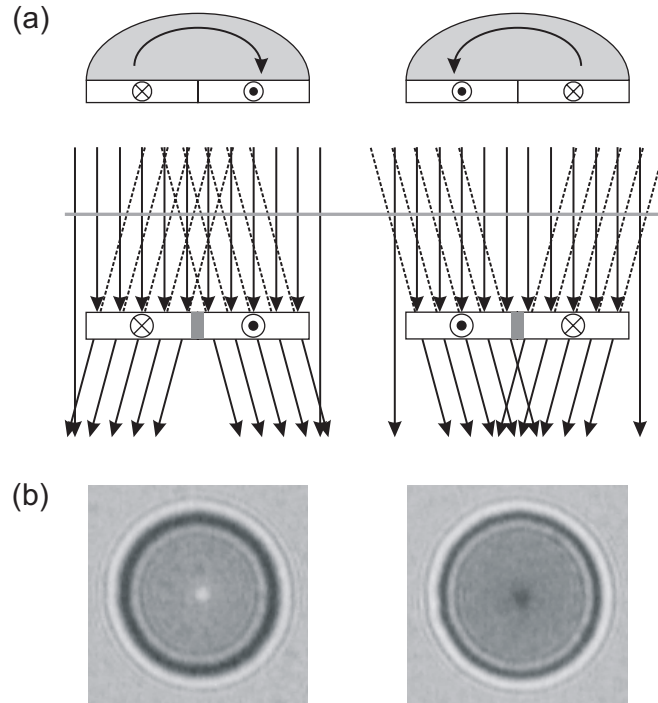
### 1.3.2 Der Vortex in scheibenförmigen Nanomagneten

#### Die Vortex-Struktur in Remanenz

Wie dem Phasendiagramm in Abb. 1.4 zu entnehmen ist, bilden magnetische Wirbel- (oder Vortex-) Strukturen in scheibenförmigen Proben aus weichmagnetischem Material den Grundzustand, falls eine Mindestgröße überschritten wird. Zwar ist die Existenz magnetischer Vortices schon lange bekannt, dies belegen beispielsweise die Abbildungen 1.5 und 1.14; jedoch wurden einige ihrer bedeutenden magnetischen Eigenschaften erst in den letzten Jahren aufgedeckt. Begünstigt wurde dies einerseits durch Fortschritte in der Herstellung von Proben im Submikrometer-Bereich, andererseits durch die Entwicklung hochempfindlicher Abbildungsmethoden wie Magnetkraftmikroskopie (MFM) und spinpolarisierter Rastertunnelmikroskopie (SPSTM).

In den im Folgenden betrachteten Dünnschicht-Elementen zwingt die Formanisotropie (vgl. Abschn. 1.2.3) die Magnetisierung in die Ebene. Darüber hinaus bewirkt das Prinzip der Vermeidung magnetischer Oberflächenladungen (vgl. Abschn. 1.2.3 und Abschn. 1.3.1), dass sich die magnetischen Momente bevorzugt parallel zum Probenrand ausrichten. Im Falle scheibenförmiger Proben erwartet man deshalb die Ausbildung eines axialsymmetrischen Magnetisierungsverlaufs, der den magnetischen Fluss in geschlossenen, konzentrischen Bahnen im Innern der Probe führt. Ein ideales Werkzeug zur Untersuchung solcher weitgehend streufeldfreier Magnetisierungskonfigurationen stellt die Lorentz-Transmissionselektronenmikroskopie (LTEM) dar [57, 58]. Durch den Einsatz einer speziellen Lorentz-Linse, die im Gegensatz zur herkömmlichen Objektivlinse ein vernachlässigbar kleines Magnetfeld am Probenort erzeugt, erlaubt sie die Untersuchung von auf elektronentransparenten Membranen strukturierten Dünnschicht-Elementen. Der Kontrast entsteht durch die Ablenkung der Strahlelektronen, während sie Orte mit nichtverschwindender magnetischer Induktion  $\mathbf{B}$  durchlaufen. Gemäß der Lorentz-Kraft  $\mathbf{F} = -e(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$  spielt dabei die parallel zum Strahl verlaufende Komponente von  $\mathbf{B}$  keine Rolle. Eine häufig verwendete Abbildungsart stellt der Fresnel-Modus dar, bei dem die Probe leicht defokussiert abgebildet wird. Wie die Skizzen in Abb. 1.6 (a) veranschaulichen, wirkt die erwartete Magnetisierungsstruktur — je nach dem Drehsinn der Flusslinien — entweder wie eine Sammel- oder eine Streulinse. Während dadurch im ersten Fall ein dunkler Fleck im Probenzentrum entsteht, beobachtet man im zweiten Fall ein helles Zentrum (Unterfokus). Auf diese Weise lässt sich der Drehsinn des magnetischen Wirbels problemlos ermitteln, und die Fresnel-Aufnahmen in Abb. 1.6 (b) be-

weisen, dass tatsächlich eine solche Magnetisierungsstruktur in den untersuchten Kreisscheiben vorliegt.



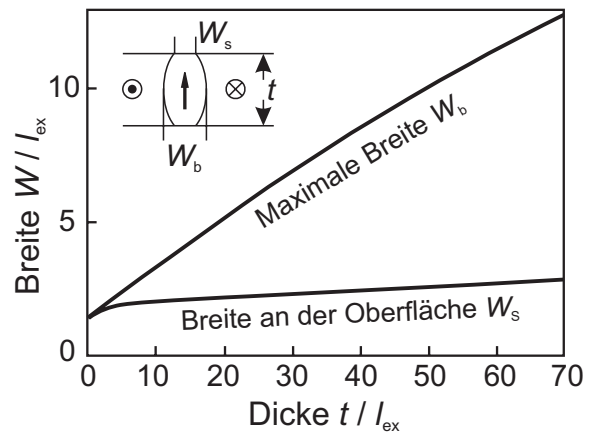
**Abbildung 1.6:** (a) Skizze des Strahlengangs im Fresnel-Modus der Lorentz-Transmissionselektronenmikroskopie. Aufgrund der Lorentz-Kraft wirken magnetische Wirbel - je nach Drehsinn - entweder wie eine Sammellinse (rechts) oder eine Streulinse (links) für die einfallenden Elektronen. Die graue Linie über der Probe symbolisiert die Fokusebene (Unterfokus). (b) LTEM-Aufnahmen (Unterfokus) von Permalloy-Scheiben zeigen einen hellen Punkt in der Scheibenmitte, wenn die Drehung der Magnetisierung im Uhrzeigersinn verläuft, und andernfalls einen dunklen Punkt. Aus [59].

Richtet man das Augenmerk auf das Zentrum des magnetischen Wirbels, so stellt sich eine Frage von fundamentaler Tragweite: Entsteht hier - wie eine vollständige Vermeidung magnetischer Streufelder erfordern würde - eine Singularität? Immerhin wächst nach dem bisher vermittelten Bild der Magnetisierungsstruktur der Winkel zwischen benachbarten Spins kontinuierlich an, wenn man sich in radialer Richtung vom Probenrand zum Zentrum hin bewegt, wo er schließlich einen maximalen Wert von  $180^\circ$  annehmen müsste. Andererseits führt dies nach Gl. 1.7 zu einem starken Anstieg der Austauschenergiedichte im Wirbelzentrum. Bereits vor etwa 40 Jahren wurde dieses Problem diskutiert, allerdings in Bezug auf Kreisblochlinien in Stacheldrahtwänden, die in ausgedehnten dünnen magnetischen Schichten auftreten (vgl. Abschn. 1.3.3). Man vermutete, dass auf kleiner Skala in unmittelbarer Umgebung des Wirbelkerns die Austauschkräfte dominieren und die Magnetisierung lokal aus der Probenebene herausdrehen. E.



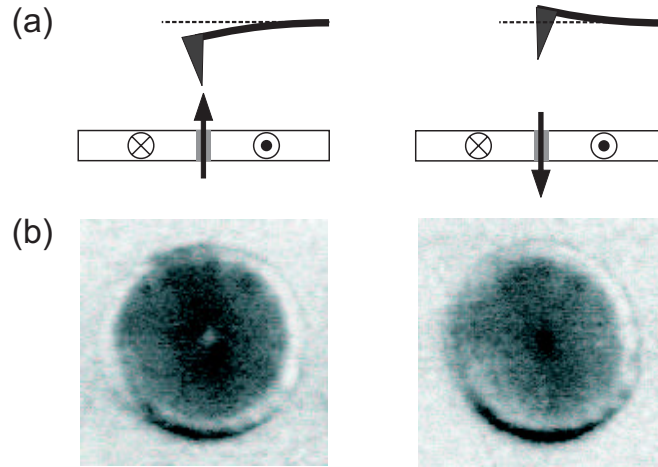
Feldtkeller und H. Thomas berechneten als Erste den Magnetisierungsverlauf einer Kreisblochlinie und sagten eine senkrechte Magnetisierungskomponente in der Größenordnung von 10 nm voraus [60]. Detailliertere Berechnungen der Struktur von Blochlinien finden sich in [21]. Abb. 1.7 zeigt, dass die Ausdehnung der senkrechten Komponente über die Schichtdicke hinweg variiert, wobei sie in der Mitte der Schicht ein Maximum, an der Oberfläche hingegen ein Minimum annimmt. Ein charakteristisches Maß für die Ausdehnung ist durch die Austauschlänge  $l_{\text{ex}} = \sqrt{A/K_d}$  gegeben. Diese ist im Vergleich zu den Abständen zwischen einzelnen Atomen noch ausreichend groß, um die mikromagnetische Kontinuums-theorie anzuwenden. Blochlinien in dünnen Schichten sind keine mikromagnetischen Singularitäten.

**Abbildung 1.7:** Die beiden Graphen zeigen die Breite einer Blochlinie an der Oberfläche ( $W_s$ ) und in der Mitte ( $W_b$ ) einer dünnen magnetischen Schicht als Funktion der Schichtdicke  $t$ . Die Einheiten sind in Vielfachen der Austauschlänge  $l_{\text{ex}}$  angegeben. Aus [21].



Obwohl die quantitativen theoretischen Vorhersagen der senkrechten Magnetisierungskomponente im Zentrum eines magnetischen Wirbels schon seit langem vorlagen, gestaltete sich ihr experimenteller Nachweis als ausgesprochen schwierig. Erst die Entwicklung der Rastersondenteknologie und ihre Erweiterung auf die Erfassung magnetischer Signale (MFM und SPSTM) brachten schließlich den erhofften Erfolg.<sup>10</sup> Bei der Magnetkraftmikroskopie [62, 63, 64, 65, 66] wird eine winzige magnetische Sonde über die Probe gerastert. Diese Sonde besteht aus einer mit hartmagnetischem Material bedampften Spitze, welche sich am Ende eines Federbalkens befindet. Sobald die Spitze in Wechselwirkung mit dem von der zu untersuchenden Probe ausgehenden Streufeld tritt, verändert sich die Resonanzfrequenz des Federbalkens, der mit einem Piezoelement zum Schwingen angeregt wird. Diese Änderung lässt sich mit einem Laser-Ablenksystem detektieren. Auf diese Weise misst das Magnetkraftmikroskop lokal Streufelder, die von magnetischen Ladungen hervorgerufen werden. Auch die senkrechte Magnetisierungskomponente magnetischer Wirbel verursacht wegen der an der Oberfläche

<sup>10</sup>Deutliche Hinweise auf die senkrechte Magnetisierungskomponente wurden mittlerweile auch von zeitaufgelösten Experimenten mit zirkularem Röntgendiffraktionsmikroskopie erbracht. Die Magnetisierungsdynamik eines Wirbels wird von der Magnetisierungsstruktur im Wirbelzentrum bestimmt [61].



**Abbildung 1.8:** (a) Das von der senkrechten Magnetisierungskomponente in der Scheibenmitte ausgehende Streufeld übt eine anziehende bzw. abstoßende Kraft auf eine magnetische Sonde am Ende eines Federbalkens aus. (b) MFM-Aufnahmen von Permalloy-Scheiben (Dicke:  $t = 50$  nm, Durchmesser:  $D = 900$  nm) in Remanenz. Während im Zentrum der linken Scheibe ein heller Fleck zu erkennen ist, erscheint die Mitte der rechten Scheibe dunkel. Dies bedeutet, dass die senkrechte Magnetisierung im Zentrum der beiden Scheiben entgegengesetzt gerichtet ist. MFM-Aufnahmen zur Verfügung gestellt von R. Pulwey.

auftretenden magnetischen Ladungen ein schwaches Streufeld, welches erstmals in scheibenförmigen Nanostrukturen mittels MFM nachgewiesen werden konnte [67, 68]. Das Messprinzip sowie die MFM-Aufnahmen, in denen die senkrechte Magnetisierung als heller bzw. dunkler Punkt in der Mitte der Scheibe zu erkennen ist, sind in Abb. 1.8 gezeigt.

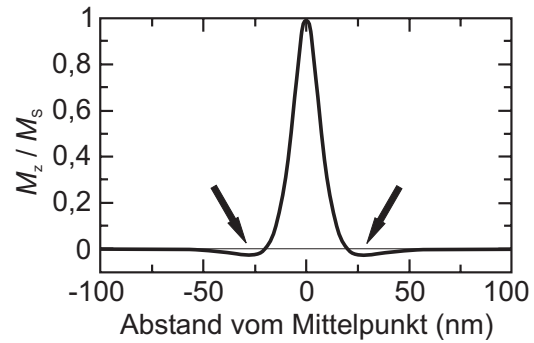
Ein Vergleich der LTEM-Aufnahmen von Abb. 1.6 mit den MFM-Bildern in Abb. 1.8 macht deutlich, dass für beide Untersuchungsmethoden die entscheidende Information aus dem Kontrast in der Scheibenmitte entnommen werden kann. Jedoch haben die hellen und dunklen Punkte in den LTEM- und MFM-Aufnahmen völlig unterschiedliche Bedeutungen: Im Falle der LTEM-Bilder geben sie Auskunft über den Drehsinn der Magnetisierungskomponente in der Scheibenebene, während die MFM-Daten die Orientierung der senkrechten Komponente im Wirbelzentrum widerspiegeln. In diesem Sinne ergänzen sich die beiden Abbildungsmethoden komplementär, denn weder ist die Erfassung der senkrechten Komponente mit LTEM möglich, noch kann man mit dem MFM die Magnetisierungsrichtung in der Scheibenebene bestimmen.<sup>11</sup> Weitergehende Untersuchungen mit dem MFM haben darüber hinaus gezeigt, dass die Orientierung

<sup>11</sup>Die Ermittlung des Drehsinns des Vortex mit dem MFM ist allerdings möglich, wenn man ein äußeres Feld in der Scheibenebene anlegt und die resultierende Auslenkung des Wirbelzentrums beobachtet, s. unten.



der senkrechten Komponente nicht mit dem Drehsinn des Vortex korreliert ist [69, 70].

**Abbildung 1.9:** Verlauf der Magnetisierungskomponente senkrecht zur Scheibenebene entlang eines Schnitts durch den Mittelpunkt der Scheibe ( $t = 20$  nm, Durchmesser:  $D = 200$  nm). Im Zentrum dreht die Magnetisierung senkrecht zur Ebene, wohingegen die Spins außerhalb leicht in die entgegengesetzte Richtung weisen (mit Pfeilen markiert). Aus [71].



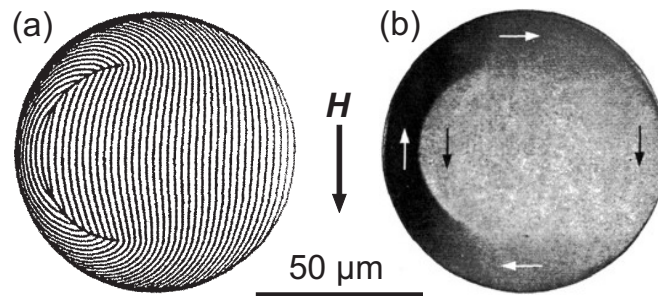
Ein schwerwiegender Nachteil der Magnetkraftmikroskopie liegt darin, dass das magnetische Streufeld der Spitze die zu ermittelnde Magnetisierung der Probe empfindlich beeinträchtigen kann. Außerdem ist der Nachweis der senkrechten Magnetisierungskomponente im Wirbelkern nach wie vor heikel und gelingt nur mit ausgewählten Spitzen. Die ersten — und bisher einzigen — quantitativen Messungen der Spinstruktur magnetischer Wirbelkerne wurden mit spinpolarisierter Rastertunnelmikroskopie durchgeführt [72]. Diese Methode erreicht eine Auflösung auf atomarer Skala [73], und bei Verwendung antiferromagnetischer Spitzen stört sie die Magnetisierung der Probe nicht [48]. Je nach Art der verwendeten Sonde kann die Magnetisierung in der Ebene oder die senkrechte Magnetisierungskomponente der Probe detektiert werden. Die Untersuchungen an epitaktischen Fe-Inseln auf W(110)-Einkristallen ergaben eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen [21, 60] bezüglich der lateralen Ausdehnung der senkrechten Magnetisierung im Wirbelzentrum. Außerdem wurde bestätigt, dass in einem bestimmten Abstand zum Vortex-Kern eine senkrechte Magnetisierungskomponente auftaucht, die entgegengesetzt zu der des Zentrums gerichtet ist. Diese wurde mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen vorhergesagt (s. z.B. [21, 71]) und ist in Abb. 1.9 deutlich zu erkennen.

### Externes Feld in der Scheibenebene

Während im vorhergehenden Abschnitt der Vortex-Zustand in scheibenförmigen Ferromagneten in Remanenz beschrieben wurde, behandelt dieser Abschnitt das magnetische Verhalten solcher Teilchen in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfelds. Die Diskussion wird dabei qualitativ geführt, beispielsweise die Abhängigkeit kritischer Feldstärken (für Vortex-Entstehung und -Vernichtung) von den Scheibenabmessungen wird hier nicht näher erörtert. Ausführliche Information darüber ist z.B. in [74] enthalten.

Legt man ein externes Magnetfeld in der Scheibenebene an (*in-plane* Feld), so wachsen diejenigen Bereiche, in denen die Magnetisierung parallel zum Feld

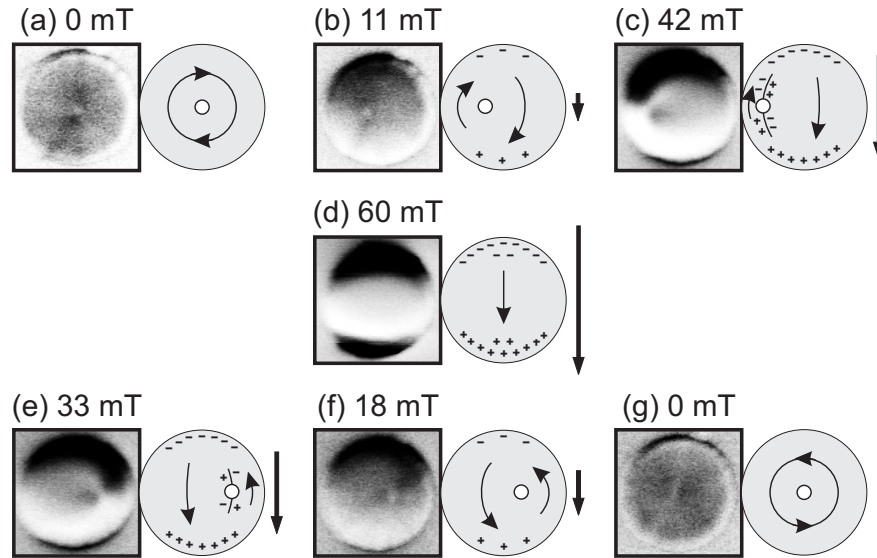
verläuft, auf Kosten jener mit entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung. Dies führt zu einer Verschiebung des Vortex-Zentrums senkrecht zur Richtung des angelegten Magnetfelds. Auf der Vorarbeit van den Berghs aufbauend, sagten Bryant und Suhl vorher, dass sich das axialsymmetrische Wirbelzentrum unter dem Einfluss eines externen Feldes nicht nur seitlich verschieben, sondern auch allmählich zu einer c-förmig gebogenen Wand umwandeln würde (s. Abb. 1.10 (a)) [75]. Tatsächlich wurde dies anhand relativ ausgedehnter Scheiben mit Durchmessern von 10 bis 120  $\mu\text{m}$  experimentell bestätigt (s. Abb. 1.10 (b)) [51, 76]. Während in [75] die Ausdehnung der Wand nicht berücksichtigt wurde, spielte sie in [51, 76] aufgrund der Größe der untersuchten Proben keine Rolle. Was aber geschieht, wenn der Radius der betrachteten Scheiben so klein ist (deutlich unter einem Mikrometer), dass die endliche Ausdehnung der Domänenwand nicht von vornherein vernachlässigt werden kann?



**Abbildung 1.10:** Unter der Einwirkung eines nach unten gerichteten Magnetfelds  $H$  verschiebt sich das Vortex-Zentrum nach links und verformt sich zu einer entlang des Scheibenrands verlaufenden Domänenwand. (a) Berechnung von P. Bryant und H. Suhl. Die Linien zeigen den Verlauf der Magnetisierung und die Domänenwand. Aus [21] nach [75]. (b) Experimenteller Nachweis an einer scheibenförmig strukturierten Fe-Permalloy-Multilagenschicht (Dicke: 250 nm). Aus [51].

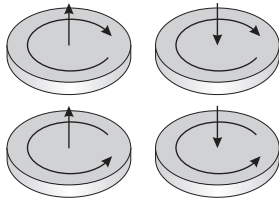
Dieser Fall wurde intensiv mit LTEM und MFM untersucht [77, 69], wobei übereinstimmende Resultate gefunden wurden. Abb. 1.11 zeigt MFM-Aufnahmen für verschiedene Feldstärken eines in Scheibenebene angelegten Magnetfelds. In Remanenz (a) liegt das Vortex-Zentrum in der Mitte der Scheibe, was an dem punktförmigen hellen Kontrast der senkrechten Magnetisierungskomponente zu erkennen ist. Eine kontinuierliche Erhöhung des Magnetfelds führt zu einer stetigen Verschiebung des Vortex-Zentrums aus der Mitte der Scheibe hin zu deren Rand (b). Diese Verschiebung erfolgt senkrecht zur Richtung des angelegten Magnetfelds und hängt vom Drehsinn des magnetischen Wirbels ab. Jeder Feldstärke entspricht dabei eine bestimmte Gleichgewichtsposition des Vortex-Zentrums. Die in den MFM-Aufnahmen sichtbaren hellen und dunklen Kontraste am unteren bzw. oberen Scheibenrand werden durch die von positiven und negativen magnetischen Ladungen verursachten Streufelder hervorgerufen. Bei

zunehmender Annäherung des Wirbelzentrums an den Scheibenrand (c) lässt die MFM-Aufnahme die Entstehung einer wandartigen Struktur vermuten, die auch in LTEM-Bildern zu erkennen ist. Schließlich führt eine weitere Erhöhung des Feldes zur Vernichtung des Wirbels und damit zur Sättigung der Scheibe (d).



**Abbildung 1.11:** MFM-Aufnahmen aus [69] an einer Permalloy-Scheibe (Dicke:  $t = 50$  nm, Durchmesser:  $D = 900$  nm). Die Zeichnungen dienen dem besseren Verständnis der MFM-Bilder, die Pfeile rechts daneben symbolisieren Richtung und Stärke des externen Feldes  $H$ . Die obere Reihe (a)-(c) zeigt die Entwicklung der Magnetisierung von Remanenz zur Sättigung (d), insbesondere die Bildung einer wandartigen Struktur in der linken Scheibenhälfte (c). Während das Magnetfeld anschließend zurückgefahren wird (e)-(g), entsteht ein Vortex mit entgegengesetztem Drehsinn der Magnetisierung, erkennbar an der Position des Vortex-Kerns in der rechten Scheibenhälfte (e)-(f).

Allerdings erscheinen die wandartigen Gebilde viel schwächer ausgeprägt als in den großen Scheiben, und die interne Struktur des Vortex-Zentrums bleibt über weite Bereiche des äußeren Feldes stabil. Darauf beruht ein analytisches Modell zur Beschreibung der Ummagnetisierung in scheibenförmigen Magneten, das *Rigid Vortex* Modell genannt wird [78], weil es die axialsymmetrische Struktur im Vortex-Zentrum als unveränderlich betrachtet. Unter Berücksichtigung von Austausch-, Streufeld- und Zeeman-Energie kann mit diesem Modell beispielsweise die Suszeptibilität (s. Gl. 1.5) für kleine Auslenkungen des Vortex-Zentrums in recht guter Übereinstimmung mit dem Experiment beschrieben werden [78, 79]. Ein direkter Vergleich des *Rigid Vortex* Modells mit Ergebnissen aus mikromagnetischen Simulationen in [71] zeigt hingegen, dass für größere Auslenkungen des Vortex-Kerns Diskrepanzen auftreten: Das *Rigid Vortex* Modell überschätzt die Oberflächenladungsdichte, weil es die Verzerrung der Magnetisierungsstruktur bei zum Rande verschobenem Vortex-Zentrum unberücksichtigt lässt.



**Abbildung 1.12:** Skizze der vier möglichen remanenten Vortexzustände in einer ferromagnetischen Kreisscheibe. Nukleiert der Vortex nach Sättigung in der Ebene, so können alle vier Konfigurationen mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten.

In der unteren Reihe von Abb. 1.11 sind MFM-Aufnahmen vom Übergang aus dem gesättigten zum remanenten Zustand zu sehen. Bei einer Feldstärke von 33 mT ist der Vortex bereits entstanden, und zwar bemerkenswerterweise mit — im Vergleich zum vorher beschriebenen Prozess — entgegengesetztem Drehsinn (e). Dies ist daran zu erkennen, dass der Vortex-Kern zur gegenüberliegenden Scheibenseite verschoben ist, obwohl die Richtung des äußeren Feldes nach wie vor unverändert ist. Generell kann sich der magnetische Wirbel in vier verschiedenen Zuständen aus der Sättigung heraus entwickeln [69], s. Abb. 1.12. Benutzt man das *Rigid Vortex* Modell, um die Magnetfeldstärke, bei der die Wirbelstruktur gebildet wird, zu berechnen, so treten vor allem bei Scheiben mit größerem Durchmesser Abweichungen von experimentellen Daten bzw. mikromagnetischen Simulationen auf [71]. Dies kann man darauf zurückführen, dass das *Rigid Vortex* Modell den charakteristischen, der Vortex-Bildung vorhergehenden Magnetisierungsmustern nicht Rechnung tragen kann. Generell ist die Vortex-Nukleation ein komplexer Vorgang, der in Kap. 6 näher beleuchtet wird.

### Externes Feld senkrecht zur Scheibenebene

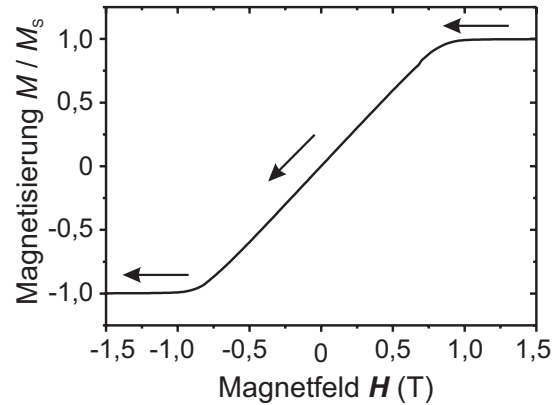
Um ein scheibenförmiges magnetisches Teilchen senkrecht zur Ebene, d.h. in schwerer Richtung, zu sättigen, muss das angelegte Magnetfeld (*out-of-plane* Feld) das entmagnetisierende Feld, welches in der Scheibenebene entsteht, übertreffen. Wie den Ausführungen in Kap. 1.2.3 und 1.2.4 entnommen werden kann, beträgt die Sättigungsfeldstärke bei Verwendung von Permalloy etwa 1,0 T, s. Abb. 1.13.

In [69, 80] wurde festgestellt, dass die senkrecht zur Scheibenebene verlaufende Magnetisierungskomponente im Vortex-Zentrum mit einem zu ihr antiparallelen Feld umgeschaltet werden kann, ohne dabei die Sättigung der Scheibe in schwerer Richtung zu erreichen. Insbesondere bedeutet dies, dass der Drehsinn des Vortex bei diesem Schaltvorgang erhalten bleibt. Die Schaltfelder schwanken in den verschiedenen Untersuchungen zwischen 0,2 und 0,5 T. Während zur Ermittlung der Abhängigkeit des Schaltfelds von der Scheibendicke keine systematischen Versuchsreihen vorliegen, erscheint der Einfluss des Scheibendurchmessers auf das Schaltfeld unwesentlich [69, 70].

Wie bereits erwähnt, stellt das Wirbelzentrum keine magnetische Singularität dar. Theoretische Untersuchungen [81, 82] deuten jedoch darauf hin, dass sich der Umschaltprozess der senkrechten Magnetisierungskomponente im Vortex-Kern über die Bildung und Verschiebung eines Blochpunkts vollzieht. Ein Blochpunkt

ist eine mikromagnetische Struktur mit einer Ausdehnung von etwa 10 nm, in deren Zentrum die Magnetisierung vollständig verschwindet; er stellt eine magnetische Singularität dar.

**Abbildung 1.13:** Ummagnetisierung einer Permalloy-Scheibe (Dicke:  $t = 30$  nm, Durchmesser:  $D = 500$  nm) mit einem Magnetfeld senkrecht zur Scheibenebene (schwere Richtung). Die Pfeile geben die Richtung der Feldveränderung von positiven zu negativen Werten an. Die Daten wurden mit *LLG Micromagnetics Simulator* (s. Kap. 3) berechnet, beruhend auf dem Standard-Parametersatz von Abschn. 1.2.4.



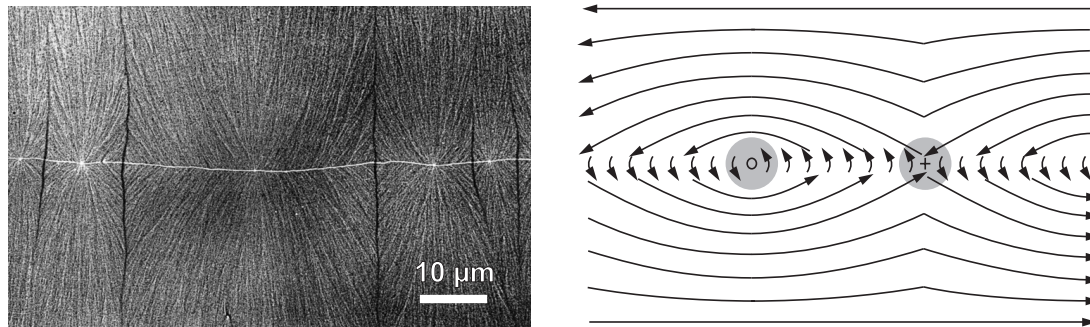
### 1.3.3 Die Omnipräsenz magnetischer Vortices

Im vorigen Abschnitt wurde die Struktur magnetischer Wirbel in scheibenförmigen Ferromagneten ausführlich diskutiert, ebenso ihre Rolle bei der Ummagnetisierung dieser Elemente. Aus Gründen der Symmetrie erscheint die Scheibenform für die Untersuchung von Vortices prädestiniert. Wie gezeigt wurde, lassen sich die Vortices auf einfache Art durch ein homogenes externes Magnetfeld manipulieren, um nach Abschalten des Feldes wieder in die stabile Position in der Mitte der Scheibe zurückzukehren. Außerdem ist dieses System insofern leichter zu verstehen, als durch das Fehlen von Ecken in der lateralen Begrenzungsfläche das Auftreten zusätzlicher Streufelder vermieden wird. Dennoch: Wie die Ausführungen in Abschn. 1.3.1 bereits vorwegnahmen und hier noch einmal anhand ausgewählter experimenteller Beispiele belegt wird, sind Vortices keineswegs auf scheibenförmige Elemente beschränkt, sondern spielen in Mikro- und Nanomagneten verschiedenster Formen und Strukturen eine herausragende Rolle.

Selbst ohne laterale Strukturierung können magnetische Wirbel in flächig ausgedehnten, dünnen, weichmagnetischen Schichten auftreten. Zur Trennung entgegengesetzt gerichteter magnetischer Domänen bilden sich dort nämlich bevorzugt *Stacheldrahtwände*, die sich aus einer Vielzahl von  $90^\circ$ -Neelwänden zusammensetzen. Abb. 1.14 präsentiert die TEM-Aufnahme einer Stacheldrahtwand und veranschaulicht schematisch die zugrunde liegende magnetische Struktur. Die parallel zur Magnetisierung in den benachbarten Domänen verlaufende Wand besteht aus einer Abfolge von Neelwandabschnitten mit entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung.<sup>12</sup> Getrennt werden diese Abschnitte alternierend von *Kreis-* und

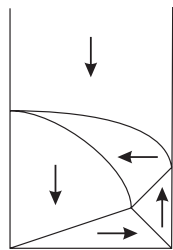
<sup>12</sup>Neelwände treten typischerweise in dünnen Schichten auf, in denen die Magnetisierung auch im Übergangsbereich zwischen benachbarten Domänen in der Schichtebene gehalten wird.





**Abbildung 1.14:** TEM-Aufnahme (links) einer Stacheldrahtwand. Die Magnetisierung verläuft senkrecht zum Streifenmuster. Die hell abgebildeten Neelwände unterscheiden sich von den dunklen am Drehsinn der Magnetisierung innerhalb der Wand. Die Skizze (rechts) zeigt schematisch den Magnetisierungsverlauf mit einer Kreisblochlinie (links) und einer Kreuzblochlinie (rechts), beide grau hinterlegt. Aus [83].

*Kreuzblochlinien.* Die Magnetisierungskonfiguration in unmittelbarer Umgebung einer Kreisblochlinie entspricht der Situation einer magnetischen Kreisscheibe im Vortex-Zustand, so dass die bereits früh gewonnenen Resultate über die Struktur von Kreisblochlinien [60] auf die Magnetisierung im Wirbelkern einer mikrostrukturierten Kreisscheibe übertragen werden können, vgl. Abschn. 1.3.2. Schon 1961 beschrieb E. Feldtkeller Blochlinien als unabhängige Elemente im Ferromagnetismus, die sich im magnetischen Material bewegen, in unterschiedlichen Situationen auftauchen und eine Vielzahl von Prozessen durchlaufen können, ohne ihre interne Struktur zu verändern [83].



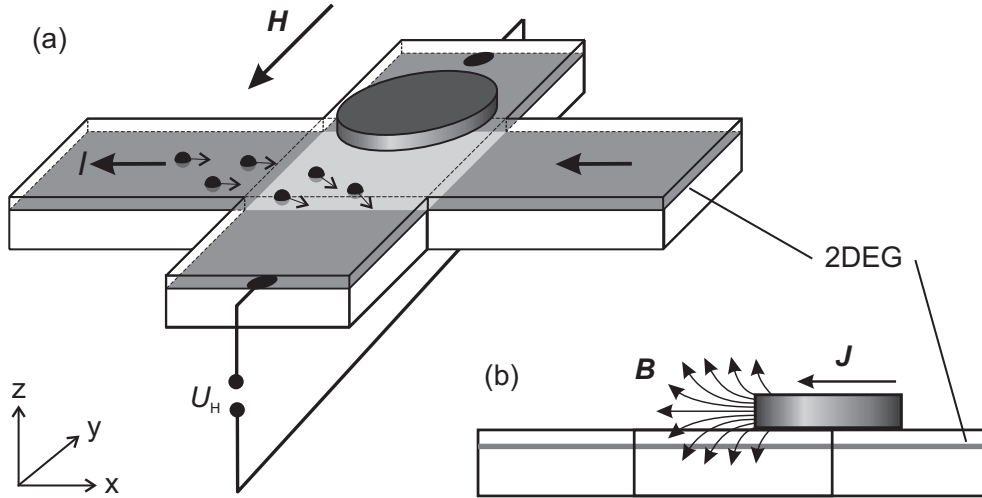
Mit Hilfe verschiedener Strukturierungsverfahren, wie beispielsweise der *Elektronenstrahlolithographie* (ESL), lassen sich magnetische Dünnschicht-Elemente mannigfacher Formen im Mikro- und Submikrometer-Bereich herstellen. Magnetische Vortices wurden in polykristallinen Ellipsen [84, 85, 86, 87], Rauten [88] und regelmäßigen  $n$ -Ecken ( $n=3, 4, 5$ ) [89] gefunden, wo sie die Streufeldenergie minimieren (vgl. Abschn. 1.3.1). Zwar befinden sie sich in den letztgenannten Fällen im Schnittpunkt der von den Ecken ausgehenden Neelwände, doch ist die Situation in diesem Bereich durchaus mit der in der Mitte einer magnetischen Kreisscheibe vergleichbar. Darüber hinaus beobachtet man Vortices auch in epitaktischen Elementen [90, 38, 49] und dreidimensionalen Nanopartikeln [91]. In rechteckigen Dünnschicht-Elementen bilden sie sich bevorzugt an den Teilchenenden, um das austretende Streufeld zu vermindern [92, 93], s. Bild. Intensiv erforscht wurde auch die Bedeutung, welche die magnetischen Wirbel während der Ummagnetisierung der Rechtecke einnehmen [93]. Shi *et al.* fanden heraus, dass in den Rechtecken gefangene magnetische Wirbel die zum Schalten benötigte Magnetfeldstärke empfindlich beeinflussen können [94, 95, 96, 97].

# Kapitel 2

## Mikro-Hall-Magnetometrie

Aufgrund der hohen erreichbaren Sensitivität gestattet die Mikro-Hall-Magnetometrie die Detektion des magnetischen Streufelds, welches von einem winzigen ferromagnetischen Nanopartikel generiert wird [98, 99]. Das Funktionsprinzip ist in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. Moderne Mikro-Hall-Sensoren enthalten eine zweidimensional leitende Schicht (x-y-Ebene) hochbeweglicher Elektronen, ein *zweidimensionales Elektronengas* (2DEG). Dieses wird kreuzförmig strukturiert, so dass ein Stromkanal (x-Richtung) entsteht, in welchen die beiden Spannungsabgriffe (y-Richtung) senkrecht einmünden. Die zur 2DEG-Ebene senkrecht verlaufende Streufeldkomponente übt auf die bei Stromfluss in das Kreuz injizierten Elektronen die Lorentz-Kraft aus, welche die Elektronen seitlich ablenkt. Dadurch baut sich quer zur Stromrichtung eine messbare Hall-Spannung auf. Mit Hilfe eines externen Magnetfelds, dessen direkter Einfluss auf die Hall-Spannung leicht ermittelbar ist, lassen sich die Magnetisierung des Partikels und folglich auch dessen Streufeld beeinflussen. Da das Streufeld wiederum die Hall-Spannung steuert, können auf diese Weise Hysteresekurven einzelner Nanopartikel gemessen werden.

Zweidimensionale Elektronengase lassen sich in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen realisieren. Ihre Transporteigenschaften in elektrischen und magnetischen Feldern können mit dem semiklassischen Drude-Modell, das einerseits auf die klassische Dynamik freier Elektronen zurückgreift, sich andererseits aber der quantenmechanischen Fermi-Dirac-Statistik bedient, erläutert werden. Überschreitet das Magnetfeld allerdings einen bestimmten Wert, so treten Phänomene auf, die im Drude-Modell nicht mehr erklärbar sind. Das Gleiche gilt, wenn die Abmessungen der Hall-Sensoren eine probenspezifische Länge unterschreiten, weil die 2DEG-Elektronen dann wie ballistische Teilchen nur noch an den 2DEG-Begrenzungen stoßen. In diesem Regime, das im Landauer-Büttiker-Formalismus adäquat beschrieben wird, hängt die Hall-Spannung empfindlich von der Geometrie des verwendeten Sensors ab. Das Ziel dieses Kapitels besteht darin, dem Leser einen breiten Überblick über das Verhalten von Mikro-Hall-Sensoren bei unterschiedlichen Feldstärken und in den verschiedenen Transportregimen zu vermitteln.



**Abbildung 2.1:** (a) Prinzipskizze eines Mikro-Hall-Sensors. Das 2DEG (grau) befindet sich einige 10 nm unter der Halbleiter-Oberfläche, einige Elektronen sind schematisch eingezeichnet. Sie fließen in x-Richtung entlang des Strompfades  $I$ , dessen Breite in y-Richtung etwa  $1\ \mu\text{m}$  beträgt, und werden im Streufeld des ferromagnetischen Partikels abgelenkt. Bei Erreichen der aktiven Fläche (hellgrau) wird diese Ablenkung als Hall-Spannung  $U_H$  registriert, die quantitative Aussagen über das magnetische Verhalten des Teilchens gestattet. Mit dem externen Feld  $H$  kann das Teilchen ummagnetisiert werden. (b) Querschnitt durch das Hall-Kreuz von (a), gesehen aus der Richtung des Stromkanals. Das Streufeld  $B$ , verursacht von der magnetischen Polarisation  $J$  der Probe, durchdringt das 2DEG. Ausschlaggebend ist nur der Anteil senkrecht zum 2DEG.

## 2.1 Das zweidimensionale Elektronengas

### 2.1.1 GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen

Um eine möglichst hohe Streufeldsensitivität zu erreichen, müssen Mikro-Hall-Sensoren eine hohe elektrische Leitfähigkeit bei gleichzeitig geringer Ladungsträgerdichte aufweisen (s. Gl. 2.13). Metalle sind deshalb für diesen Zweck nur bedingt tauglich, weil der Vorteil ihrer hohen Leitfähigkeit durch den Nachteil ihrer ebenfalls hohen Ladungsträgerdichte aufgehoben wird. Eine Materialklasse hingegen, die beide Vorzüge in sich vereint, besteht in *Halbleiterheterostrukturen* mit *zweidimensionalem Elektronengas* (2DEG). Tatsächlich gelten Hall-Kreuze auf der Basis von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen nach wie vor als unübertroffen in Bezug auf wichtige Sensoreigenschaften wie Stabilität und Empfindlichkeit [100].

Dank beinahe identischer Gitterkonstanten lässt sich  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  mittels *Molekularstrahlepitaxie* praktisch verspannungsfrei auf GaAs aufwachsen [101]. Da diese beiden Halbleiter unterschiedliche Energielücken zwischen Valenz- und Leitungsband aufweisen (GaAs: 1,42 eV,  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ : 1,80 eV, bei Raumtempera-



tur), tritt an ihrer Grenzfläche eine Unstetigkeit im Verlauf der beiden Bänder auf, s. Abb. 2.2. Eine zusätzliche Bandverbiegung resultiert aus dem elektrostatischen Potential, das von positiv geladenen Donatoren einer Silizium-Dotierschicht im AlGaAs herrührt. Diese Bandverbiegung führt zusammen mit der Unstetigkeit zur Bildung eines näherungsweise dreiecksförmigen *Potentialtopfs* an der Grenzfläche zwischen den beiden Halbleitern, in dem die von den Si-Atomen freigesetzten Elektronen teilweise eingefangen werden. Wegen der geringen räumlichen Ausdehnung des Potentialtopfs (Größenordnung 10 nm) sind die den Elektronen zur Verfügung stehenden Zustände energetisch quantisiert. In der Regel wird nur das unterste Niveau (Energie:  $E_s$ ) besetzt, während die darüber liegenden Zustände für die Elektronen nicht erreichbar sind. Dadurch wird eine Bewegung der Elektronen senkrecht zur Grenzfläche (also parallel zur Wachstumsrichtung  $z$ , s. Abb. 2.1) unterbunden, wohingegen sie sich in der  $x$ - $y$ -Ebene uneingeschränkt bewegen können, so dass im Potentialtopf eine zweidimensional leitende Schicht, das 2DEG, entsteht. Die räumliche Trennung der Donatoren vom 2DEG durch Einfügen eines undotierten AlGaAs-Bereichs (*Spacer*) zwischen den Si-Atomen und der Grenzfläche gestattet die Erzielung hoher Beweglichkeiten, wobei die Ladungsträgerdichte mit wachsender Spacerdicke abnimmt. Die *Deckschicht* dient zum Schutz der Heterostruktur vor Oxidation. Abbildung 2.2 zeigt schematisch die Schichtabfolge einer typischen GaAs/AlGaAs-Heterostruktur, wie sie in den Experimenten für diese Arbeit vielfach Verwendung fand. Diese Heterostrukturen zeichnen sich dadurch aus, dass das 2DEG ungewöhnlich knapp (nur etwa 35 nm) unterhalb der Oberfläche liegt. Darauf wurde deshalb Wert gelegt, weil das vom magnetischen Partikel ausgehende Streufeld mit zunehmendem Abstand vom Teilchen schnell an Stärke verliert (s. dazu Abschn. 3.2.1).

Die *Ladungsträgerdichte*  $n_s$  eines 2DEG kann mit Hilfe periodischer Randbedingungen und der Fermi-Dirac-Statistik berechnet werden. Man erhält (s. z.B. [102]) einen konstanten Wert von

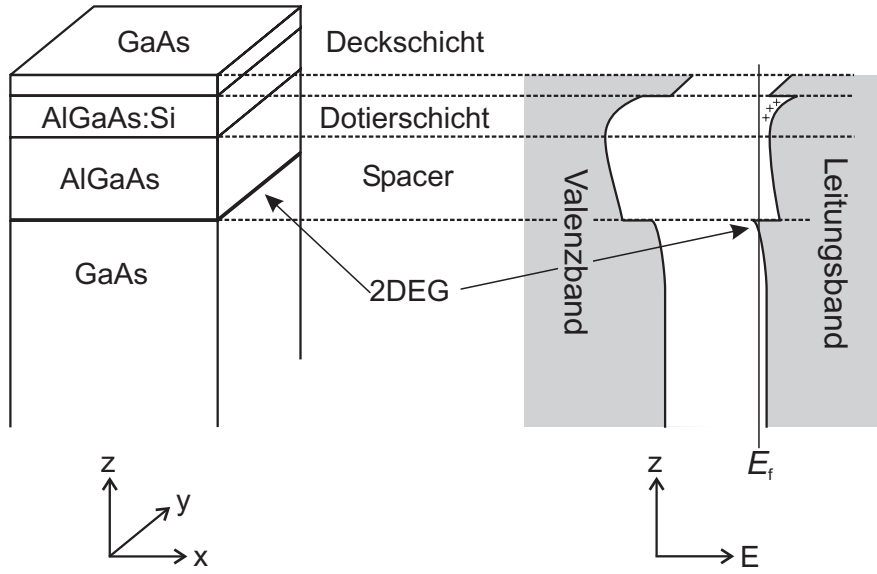
$$n_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (E_f - E_s), \quad (2.1)$$

wobei  $E_f$  die *Fermi-Energie* und  $m^*$  die *effektive Masse* (s. unten) darstellen. Ein typischer Wert liegt bei  $n_s = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Die Kenntnis der Ladungsträgerdichte reicht bereits aus, die charakteristischen Eigenschaften der Elektronen an der Fermi-Kante, die für die Beschreibung des Transportverhaltens von besonderer Bedeutung sind, zu ermitteln. Aus  $E_f - E_s = (\hbar^2 k_f^2)/(2m^*)$  folgen Wellenzahl  $k_f$ , Wellenlänge  $\lambda_f$  und Geschwindigkeit  $v_f$  der Elektronen an der Fermi-Kante:

$$k_f = \sqrt{2\pi n_s} \quad (2.2)$$

$$\lambda_f = \frac{2\pi}{k_f} = \sqrt{2\pi/n_s} \quad (2.3)$$

$$v_f = \frac{\hbar k_f}{m^*} = \frac{\hbar}{m^*} \sqrt{2\pi n_s}. \quad (2.4)$$



**Abbildung 2.2:** Aufbau einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur (links) und Verlauf der Energiebänder (rechts). Das 2DEG entsteht in einem dreiecksförmigen Potentialtopf an der Grenzfläche zwischen den beiden Halbleitern. Der Spacer sorgt für eine räumliche Trennung der 2DEG-Elektronen von den ionisierten Donatoren und erhöht so die Beweglichkeit der Elektronen.

Für  $n_s = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ergibt sich  $\lambda_f \approx 35 \text{ nm}$  und  $v_f = 3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ . In den folgenden Abschnitten wird u.a. geschildert, wie die Ladungsträgerdichte mit Hilfe experimenteller Standardverfahren bestimmt werden kann.

### 2.1.2 Die Beschreibung im Drude-Modell

Das *Drude-Modell* (s. z.B. [103]) bietet einen anschaulichen Zugang zum Verhalten der 2DEG-Elektronen in elektrischen und schwachen magnetischen Feldern. Die Elektronen werden als freie Teilchen betrachtet, welche den Newtonschen Gesetzen gehorchen. Treffen sie auf Abweichungen von der perfekten Kristallstruktur, wie beispielsweise Verunreinigungen, oder auf Phononen etc., können sie gestreut werden. Die mittlere Zeit zwischen zwei Kollisionen wird als *Relaxationszeit*  $\tau_m$  definiert, wobei die Impulse eines Elektrons vor und nach dem Stoß nicht miteinander korreliert sind. Neben diesen grundlegenden Annahmen gilt es jedoch noch zu berücksichtigen, dass sich die Elektronen nicht in Vakuum, sondern in einer gitterperiodischen Potentiallandschaft bewegen. Diesem Umstand wird durch die Einführung einer *effektiven Masse* Rechnung getragen, welche sich in GaAs durch einen skalaren Faktor annähern lässt:

$$m^* = 0,067 m_e. \quad (2.5)$$

$m_e$  ist die Masse eines freien Elektrons.<sup>1</sup>

Beruhend auf den bisher getroffenen Vereinbarungen lässt sich folgender Zusammenhang formulieren, demzufolge ein Elektron nach der Zeit  $\tau_m$  den Impuls, den es durch die Einwirkung externer Felder erhalten hat, während einer Kollision wieder verliert:

$$\left[ \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right]_{\text{Streuung}} = \left[ \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right]_{\text{Feld}}. \quad (2.6)$$

Liegt lediglich ein elektrisches Feld  $\mathbf{E}$  an, so folgt daraus

$$\frac{m^* \mathbf{v}_d}{\tau_m} = \mathbf{E}e, \quad (2.7)$$

wobei  $\mathbf{v}_d$  die *Driftgeschwindigkeit* darstellt. Der Quotient aus Driftgeschwindigkeit und Feldstärke wird als *Beweglichkeit* definiert und repräsentiert eine — wie sich im weiteren Verlauf des Kapitels zeigen wird — überaus wichtige Größe:

$$\mu \equiv \frac{|\mathbf{v}_d|}{E}, \quad \rightarrow \quad \mu = \frac{|e|\tau_m}{m^*}. \quad (2.8)$$

Typische Beweglichkeiten liegen bei  $\mu = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Mit Gl. 2.8 und aus den bekannten Formeln für die Stromdichte  $\mathbf{j} = en_s \mathbf{v}_d$  und  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$  erhält man die *Drude-Leitfähigkeit*

$$\sigma = \frac{n_s e^2 \tau_m}{m^*}. \quad (2.9)$$

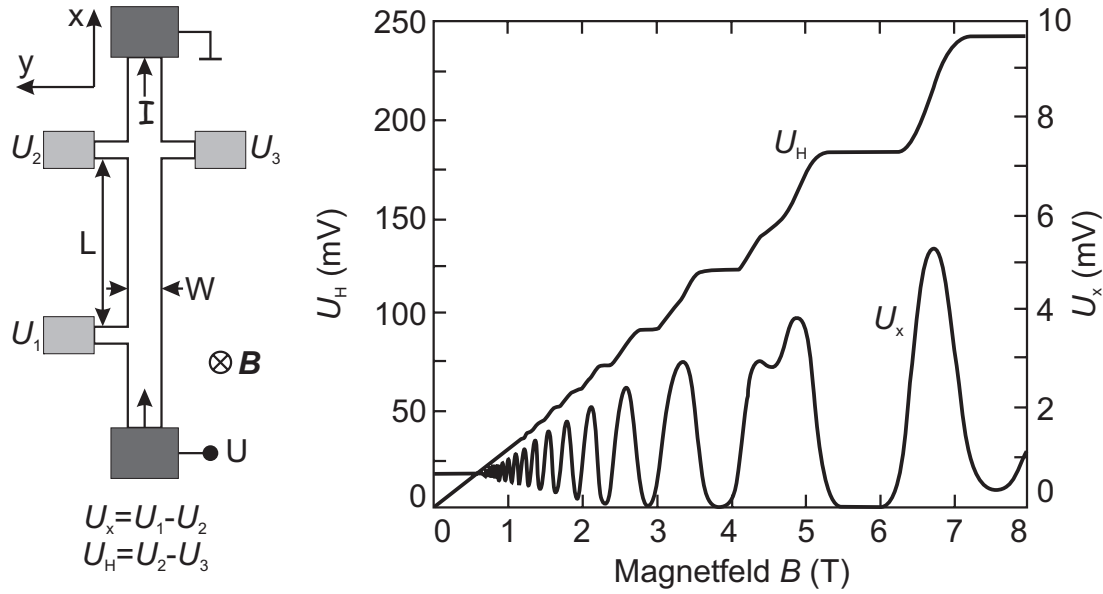
Unterliegen die 2DEG-Elektronen noch zusätzlich einem homogenen, senkrecht zum 2DEG verlaufenden Magnetfeld  $\mathbf{B}$ , so erzwingt die *Lorentz-Kraft* eine Abweichung der Driftbewegung von der Richtung des elektrischen Feldes (s. Abb. 2.1). Dadurch wird eine zweidimensionale Beschreibung der Elektronen in der 2DEG-Ebene (x-y-Ebene) erforderlich. Bezeichnet  $\underline{\rho}$  den *Widerstandstensor*, so folgt gemäß  $\mathbf{E} = \underline{\rho} \mathbf{j}$  aus Gl. 2.6

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} = \sigma^{-1} \begin{bmatrix} 1 & -\mu B \\ \mu B & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

wobei  $\sigma^{-1}$  dem Kehrwert der Drude-Leitfähigkeit (Gl. 2.9) und  $\mu$  der Beweglichkeit (Gl. 2.8) entsprechen [102].

Bezogen auf eine *Hallbar*-Geometrie (wie in Abb. 2.3 links schematisch gezeigt), lassen sich Ladungsträgerdichte  $n_s$  und Beweglichkeit  $\mu$  mit Hilfe dieser Beziehung ermitteln. Aufgrund der ausgewählten Geometrie ist Stromfluss nur

<sup>1</sup>Aus dem Blickwinkel einer quantenmechanischen Betrachtung entspricht die *Effektive-Massen-Näherung* der Ersetzung des Hamilton-Operators mit gitterperiodischem Kristallpotential durch einen Hamilton-Operator für freie Elektronen der Masse  $m^*$ . Folglich verschwindet in den Wellenfunktionen die gitterperiodische Modulation, die für *Blochwellen* typisch ist [101].



**Abbildung 2.3:** Dem Drude-Modell entsprechend steigt im Bereich kleiner Magnetfelder  $B < 0,5$  T die Hall-Spannung  $U_H$  linear mit dem Magnetfeld, während die Längsspannung  $U_x$  konstant ist. Bei höheren Feldern treten Quanten-Hall-Effekt und Shubnikov-de Haas-Oszillationen auf. Neben der graphischen Auftragung der Messwerte ist die Messgeometrie veranschaulicht. Das Magnetfeld verläuft senkrecht zum 2DEG. Aus [102].

in x-Richtung, nicht aber in y-Richtung möglich, so dass  $j_x = I/W$  und  $j_y = 0$  gelten. Aus  $E_x = U_x/L$  und  $E_y = U_H/W$  folgen:

$$n_s = \frac{I/|e|}{dU_H/dB} \quad (2.11)$$

$$\mu = \frac{I/|e|}{n_s U_x W/L}. \quad (2.12)$$

Die Herstellung von Proben, in denen das 2DEG nur in definierten Kanälen existiert, erfolgt ebenso wie die anschließende Messung von Hall- ( $U_H$ ) und Längsspannung ( $U_x$ ) routinemäßig. Mit Hilfe einfacher Magnetowiderstandsmessungen ist es daher möglich, die charakteristischen 2DEG-Größen  $n_s$  und  $\mu$  unter Verwendung der Gln. 2.11 und 2.12 zu bestimmen. Solange die äußeren Bedingungen (z.B. Beleuchtung oder Temperatur) nicht verändert werden, bleiben  $n_s$  und  $\mu$  konstant. Die zu 2.11 und 2.12 äquivalenten Gleichungen

$$U_H = \frac{IB}{|e|n_s} \quad (2.13)$$

$$U_x = \frac{I}{|e|n_s\mu} \frac{L}{W} \quad (2.14)$$

besagen, dass die Hall-Spannung linear mit der Magnetfeldstärke zunimmt, während die Längsspannung unabhängig von  $B$  ist. Wie an den Graphen in Abb. 2.3 für  $B < 0,5$  T zu sehen ist, werden diese aus dem Drude-Modell abgeleiteten Zusammenhänge experimentell bestätigt. Aus 2.13 wird darüber hinaus ersichtlich, dass das Hall-Signal mit steigender Stromstärke und kleiner werdender Ladungsträgerdichte anwächst, wie bereits in der Einleitung von Abschn. 2.1.1 erwähnt. Das eigentümliche Verhalten von Längs- und Hall-Spannung für  $B > 0,5$  T allerdings ist nicht mit dem Drude-Modell vereinbar, sondern fällt bereits in das Regime des Quanten-Hall-Effekts.

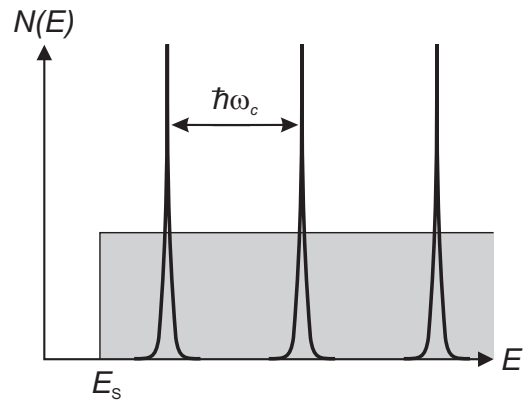
### 2.1.3 Der Quanten-Hall-Effekt

Die Längsspannung  $U_x$  als Funktion des Magnetfelds in Abb. 2.3 ist durch das Auftreten von Oszillationen geprägt, welche bei  $B \approx 0,5$  T beginnen und bei höheren Feldstärken das völlige Verschwinden der Längsspannung innerhalb gewisser Feldintervalle zeigen. Auch die Hall-Spannung  $U_H$  weicht von ihrem linearen Verhalten ab und weist für Feldstärken, bei denen die Längsspannung Minima annimmt, ausgeprägte Plateaus auf. Diese beiden Beobachtungen nennt man *Shubnikov-de Haas-Oszillationen* (SdH-Oszillationen) und *Quanten-Hall-Effekt*. Die Plateaus im Hall-Widerstand treten exakt bei

$$R_H = \frac{U_H}{I} = \frac{1}{2M} \frac{h}{e^2} = \frac{1}{2M} 25812,80700 \, \Omega \quad (2.15)$$

auf ( $M = 1, 2, 3, \dots$ , Zahl der besetzten Landau-Niveaus, s. unten) und lassen sich so genau reproduzieren, dass die *Klitzing-Konstante*  $h/e^2$  mittlerweile als Standard für den elektrischen Widerstand verwendet wird [104]. Shubnikov-de Haas-Oszillationen und Quanten-Hall-Effekt können mit dem Randkanal-Modell erläutert werden, das im Folgenden umrissen wird [102, 105].

Beim Anlegen eines Magnetfelds beginnen sich *Landau-Niveaus* zu bilden, d.h. die vorher konstante Zustandsdichte  $N(E)$  verwandelt sich allmählich in



**Abbildung 2.4:** Unter dem Einfluss eines starken senkrechten Magnetfelds  $B$  verwandelt sich die bei  $B = 0$  konstante Zustandsdichte  $N(E)$  (grau hinterlegt) in eine Abfolge von  $\delta$ -Funktionen.

eine Abfolge von  $\delta$ -Funktionen, welche bei den Energien

$$E_n = E_S + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c, \quad \omega_c = \frac{eB}{m^*}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.16)$$

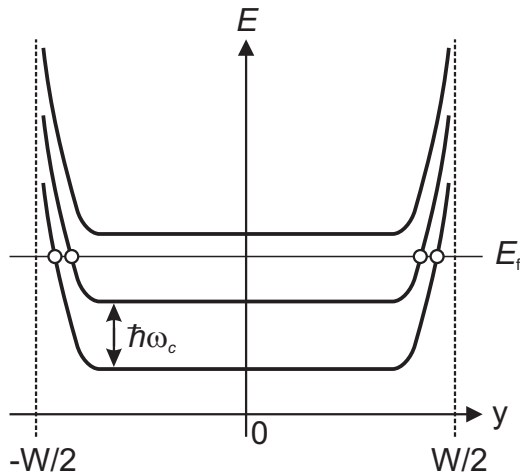
angesiedelt sind, vgl. Abb. 2.4. Anschaulich lässt sich dies so erklären, dass die Elektronen durch das Magnetfeld auf Zyklotronbahnen gezwungen werden. Diese erweisen sich jedoch nur dann als stabil, wenn ihr Umfang einem ganzzahligen Vielfachen der de-Broglie-Wellenlänge entspricht. Aus diesem Bild kann auch eine einfache Abschätzung der Magnetfeldstärke, bei welcher sich die SdH-Oszillationen zu bilden beginnen, abgeleitet werden: Diese werden erst beobachtet, wenn die Elektronen einige Zyklotronbahnen vollenden können, ehe sie gestreut werden, d.h. die Umlaufdauer muss viel kleiner sein als die Relaxationszeit:

$$T_c = \frac{2\pi}{\omega_c} \ll \tau_m \rightarrow \mu B \gg 2\pi. \quad (2.17)$$

Wie viele Elektronenzustände innerhalb eines Landau-Niveaus Platz finden, hängt von der Magnetfeldstärke  $B$  ab. Multipliziert man die zweidimensionale Zustandsdichte  $m^*/(\pi\hbar^2)$  (für  $B = 0$ ) mit dem Energieintervall zwischen zwei Landau-Niveaus  $\hbar\omega_c$ , so erhält man ein Fassungsvermögen von

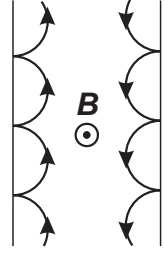
$$\frac{m^*}{\pi\hbar^2}\hbar\omega_c = \frac{2eB}{h}. \quad (2.18)$$

Eine kontinuierliche Erhöhung von  $B$  führt dazu, dass das energetisch höchste, noch teilweise besetzte Landau-Niveau sukzessive Elektronen an die energetisch tiefer liegenden Niveaus verliert. Ist es schließlich völlig entleert, wandert die Fermi-Energie zunächst in den Bereich zwischen den Landau-Niveaus, wo sich *lokalisierte Zustände* befinden, bevor es in das nächste Landau-Niveau eindringt. Während ihr energetischer Abstand  $\hbar\omega_c$  mit wachsendem  $B$  steigt, schieben sich die Landau-Niveaus nacheinander durch die Fermi-Energie.



**Abbildung 2.5:** Die laterale Einschränkung des 2DEG auf einen Transportkanal der Breite  $W$  bewirkt, dass die Energie der Landau-Niveaus am Probenrand stark ansteigt (Einschlusspotential). Im Bild befinden sich im Probeninneren zwei Landau-Niveaus unter der Fermi-Energie  $E_f$ , am Rand der Probe schneiden sie diese jedoch. Dadurch entstehen auf jeder Seite des 2DEG-Kanals Randkanäle.

Ein entscheidender Punkt ist nun, dass sich die Landau-Niveaus aufgrund des Einschlusspotentials am Probenrand nach oben biegen (s. Abb. 2.5). Selbst wenn die Fermi-Energie im Innern der Probe zwischen den Landau-Niveaus liegt, schneidet sie jene deshalb in der Nähe der Probenränder. Dies ist mit der Bildung von Randkanälen gleichbedeutend. Die an gegenüberliegenden Probenrändern befindlichen Randkanäle tragen den Strom in entgegengesetzte Richtungen, was man sich bildhaft als *skipping orbits* vergegenwärtigen kann: Unter dem Einfluss des starken senkrechten Feldes springen die Elektronen am Probenrand entlang. Durch die räumliche Trennung der in entgegengesetzte Richtungen laufenden Elektronen wird Rückwärtsstreuung unterbunden, und der Längswiderstand nimmt ein Minimum an. Erst wenn die Fermi-Energie mit einem Landau-Niveau innerhalb der Probe zusammentrifft, findet der Elektronentransport über die gesamte Probenbreite statt, und Streuung tritt ein. Für die entsprechenden Magnetfeldstärken registriert man Maxima im Längswiderstand. Während dies die SdH-Oszillationen erklärt, folgt die Bildung der Plateaus in der Hall-Spannung aus der quantisierten Leitfähigkeit der Randkanäle. Bei Spinentartung weist jeder Randkanal eine Leitfähigkeit von



$$\sigma = \frac{2e^2}{h} \quad (2.19)$$

auf. Da die Zahl der Randkanäle mit der Zahl  $M$  der besetzten Landau-Niveaus übereinstimmt, resultiert daraus der Probenwiderstand von Gl. 2.15.

Die SdH-Oszillationen bieten eine weitere Möglichkeit zur experimentellen Bestimmung der Ladungsträgerdichte. Man erhält die Zahl der insgesamt besetzten Landau-Niveaus, indem man die Ladungsträgerdichte durch die Zahl der Zustände pro Landau-Niveau (Gl. 2.18) dividiert. Die Erhöhung des Magnetfelds von einem Minimum  $B_1$  in den SdH-Oszillationen bis zum Auftreten des nächsten bei  $B_2$  entspricht somit einer Reduzierung um ein Niveau:

$$\frac{n_s}{2eB_1/h} - \frac{n_s}{2eB_2/h} = 1. \quad (2.20)$$

Daraus folgt:

$$n_s = \frac{2e}{h} \frac{1}{1/B_1 - 1/B_2}. \quad (2.21)$$

Trägt man die Indizes der Minima der SdH-Oszillationen als Funktion von  $1/B$  auf, so ist die Steigung der sich ergebenden Geraden ein sehr genaues Maß für die Ladungsträgerdichte  $n_s$ .



## 2.2 Der lokale Hall-Effekt

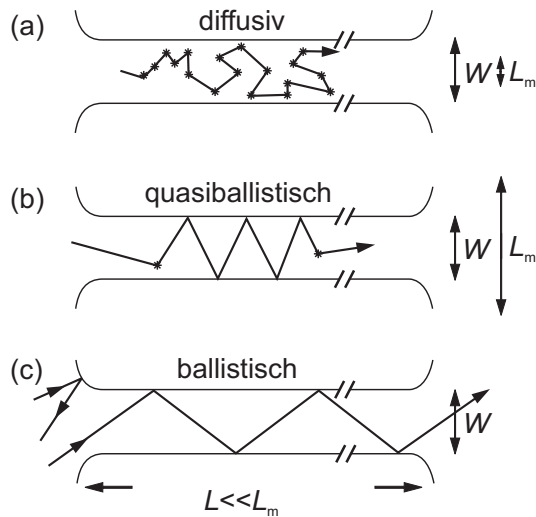
### 2.2.1 Transportregime & Landauer-Büttiker-Formalismus

In Abschn. 2.1 wurde der Transport im 2DEG anhand des Drude-Modells im Falle kleiner bzw. des Randkanal-Modells im Falle großer Magnetfelder erläutert. Abbildung 2.3 zeigt schematisch eine Messgeometrie, welche die experimentelle Ermittlung von Ladungsträgerdichte  $n_s$  und Beweglichkeit  $\mu$  gestattet. Über die absolute Größe der Hallbar wurden jedoch noch keine Aussagen getroffen. Mit Hilfe lithographischer Methoden lassen sich heutzutage laterale Einschränkungen unter 10 nm realisieren [106]. Dies mag zu der Frage verleiten, ob es eine kritische Größe gibt, bei deren Unterschreitung die bisher diskutierten Modelle ihre Gültigkeit verlieren?

Tatsächlich existiert eine charakteristische Länge, gewissermaßen ein interner probenspezifischer Maßstab, nämlich die *mittlere freie Weglänge*  $L_m$ . Sie gibt an, wie weit sich ein Elektron mit der Geschwindigkeit  $v_f$  im Durchschnitt ungehindert bewegen kann, ehe es gestreut wird und seinen Impuls verliert. Aus Gln. 2.4 und 2.8 folgt

$$L_m = v_f \tau_m = \frac{\hbar}{e} \mu \sqrt{2\pi n_s}. \quad (2.22)$$

Unter der Annahme typischer Werte von  $n_s = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $\mu = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$  erhält man  $L_m = 6 \text{ } \mu\text{m}$ . Wie bereits angedeutet, lassen sich



**Abbildung 2.6:** Elektronenbahnen in verschiedenen Transportregimen, nach [105].

Offensichtlich ist das Drude-Modell, welches unter den Voraussetzungen des

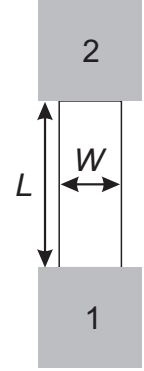
2DEG-Kanäle selbst mit wesentlich geringeren Abmessungen noch mühelos herstellen, so dass sich eine Einteilung in verschiedene Transportregime empfiehlt, vgl. Abb. 2.6. Solange die Einengung des 2DEG noch deutlich größer ist als  $L_m$  ( $L_m < L, W$ ), ist die Probe im *diffusiven* Regime (a). Die Verringerung der Probenabmessungen unter die mittlere freie Weglänge ist vom Übergang in den *quasiballistischen* ( $W < L_m < L$ ) Bereich (b) begleitet, wo spiegelnde Grenzflächenstreuung und die Streuung an internen Verunreinigungen von gleicher Wichtigkeit sind. Für  $W, L < L_m$  wird schließlich das *ballistische* Transportregime erreicht, in dem die Streuung an Verunreinigungen nur noch eine untergeordnete Rolle spielt. Die nachfolgenden Betrachtungen konzentrieren sich auf das ballistische Transportregime.



diffusiven Transports eingeführt wurde, im ballistischen Regime nicht mehr anwendbar. Auch der Begriff der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$  als Materialparameter muss, ebenso wie das Ohmsche Gesetz, aufgegeben werden. Letzteres verknüpft die spezifische Leitfähigkeit  $\sigma$  über  $G = (W/L)\sigma$  mit der Leitfähigkeit  $G$ . Diese hingegen besitzt universelle Gültigkeit, da sie gemäß

$$I = GU \quad (2.23)$$

den Gesamtstrom  $I$  durch die Probe mit der Spannung  $U$  an der Probe in Verbindung setzt, ohne auf weitere probenspezifische Größen zurückzugreifen. Als einfaches Beispiel mag ein idealer ballistischer Leiter der Länge  $L$  und Breite  $W$  zwischen den Kontakten 1 und 2 dienen, in dem sich die Elektronen streuungsfrei bewegen können. Nach dem Ohmschen Gesetz würde man für diese Situation erwarten, dass die Leitfähigkeit  $G$  mit  $W$  kontinuierlich anwächst und beliebig groß wird, wenn  $L$  nur ausreichend klein gewählt wird. Beide Aussagen erweisen sich jedoch als unzutreffend. Solange die Probe im ballistischen Regime ist und Rückstreumechanismen vernachlässigt werden, erreichen die Elektronen, die von einem der beiden Kontakte ausgehen, sicher den gegenüberliegenden Kontakt, weshalb  $G$  unabhängig von  $L$  ist. Überdies muss berücksichtigt werden, dass bei kleiner Leiterbreite  $W$  die Anzahl transversaler Moden  $M$  sehr klein werden kann. Eine Abschätzung mit Hilfe periodischer Randbedingungen ergibt



$$M = \text{int} \left( \frac{2W}{\lambda_f} \right), \quad (2.24)$$

wobei  $\text{int}(x)$  die von  $x$  aus nächstkleinere ganze Zahl symbolisiert. Bei Spinentartung beträgt die Leitfähigkeit einer Mode — genau wie die eines Randkanals in Gl. 2.19 —  $2e^2/h$ , was zu einer Gesamtleitfähigkeit von

$$G = \frac{2e^2}{h} M \quad (2.25)$$

im idealen ballistischen Leiter führt. Folglich ist  $G$  unabhängig von  $L$  und wächst nicht kontinuierlich mit  $W$ , sondern in diskreten Schritten, beides im Widerspruch zum Ohmschen Gesetz. Der endliche Widerstand der Probe entsteht nicht im ballistischen Leiter, sondern an den Übergängen zu seinen Kontakten.

In der bisherigen Diskussion wurde der Idealfall eines ballistischen Leiters ohne Rückstreumechanismen betrachtet. In realen Proben hingegen können die ballistischen Elektronen an Phononen, Streuzentren wie Verunreinigungen, an Verengungen des Transportkanals oder der Einmündung von Spannungssonden rückgestreut werden, so dass ein bestimmter Bruchteil den gegenüberliegenden Kontakt nicht erreicht. Dies wird durch Einführung der *Transmissionswahrscheinlichkeit*

$T$  berücksichtigt, mit der Gl. 2.25 zur *Landauer-Formel* wird:

$$G = \frac{2e^2}{h} MT. \quad (2.26)$$

Eine Verallgemeinerung dieser Überlegungen auf eine Probengeometrie mit einer beliebigen Anzahl von Kontakten führt schließlich zur *Büttiker-Formel* [102, 105]:

$$I_i = \frac{2e}{h} \left( (M_i - R_i) \mu_i - \sum_{j(j \neq i)} T_{j \rightarrow i} \mu_j \right). \quad (2.27)$$

$I_i$  und  $\mu_i$  geben Stromfluss und *chemisches Potential* am Kontakt  $i$  an.  $R_i$  ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in Kontakt  $i$  rückgestreut wird, während  $T_{i \rightarrow j}$  der Transmissionswahrscheinlichkeit von Kontakt  $i$  nach Kontakt  $j$  entspricht. Aufgrund der Stromerhaltung gilt

$$\sum_{j(j \neq i)} T_{i \rightarrow j} + R_i = M_i, \quad (2.28)$$

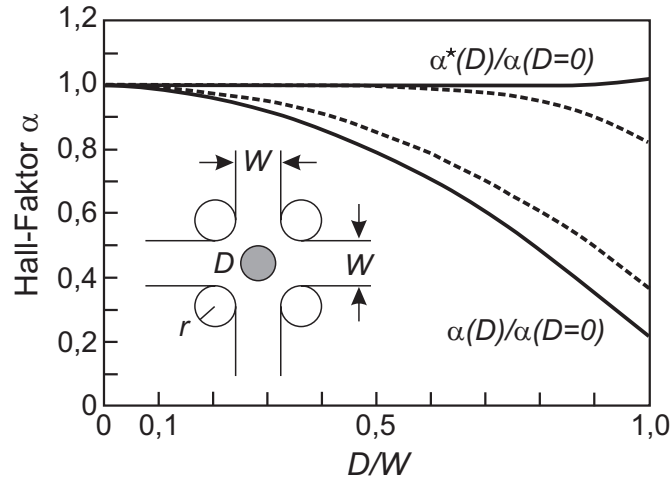
wobei  $M_i$  die Zahl der Moden in der Kontaktleitung  $i$  repräsentiert. Der Gesamtstrom durch Kontakt  $i$  berechnet sich nach Gl. 2.27 als Differenz aus dem auslaufenden Anteil  $2e/h(M_i - R_i)\mu_i$  und dem von den anderen Kontakten in Kontakt  $i$  einfließenden Anteil  $2e/h \sum_{j(j \neq i)} T_{j \rightarrow i} \mu_j$ . Im ballistischen Transportregime bietet der *Landauer-Büttiker-Formalismus* die adäquate Grundlage zur Beschreibung der Transporteigenschaften. Wie im nächsten Abschnitt ausgeführt wird, wird er auch erfolgreich zur Berechnung der Hall-Spannung in kreuzförmigen 2DEG-Strukturen verwendet.

### 2.2.2 Hall-Sensoren im ballistischen Transportregime

Bei tiefen Temperaturen (unterhalb etwa der Siedetemperatur flüssigen Stickstoffs bei 77 K) befinden sich 2DEG-Hall-Kreuze aus GaAs/AlGaAs mit einer Kreuzbreite von  $W \leq 1 \mu m$ , wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden, im ballistischen Transportregime [107, 108].<sup>2</sup> In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der Hall-Spannung von inhomogenen Magnetfeldern, wie sie auch von magnetischen Nanopartikeln erzeugt werden, unter ballistischen Bedingungen diskutiert.

Als Grundlage dafür dient ein „Billard-Modell“, das von Beenakker und van Houten in [112] eingeführt wurde. Die Elektronen werden als klassische Teilchen behandelt, die an den 2DEG-Begrenzungen spiegelnd reflektiert werden.

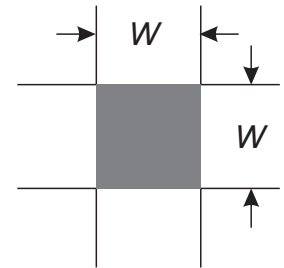
<sup>2</sup>Die für diese Arbeit verwendeten Proben weisen ausschließlich gleiche Breiten des Stromkanals und der Spannungsabgriffe auf. Dies ist allerdings nicht zwingend erforderlich, z.B. werden in [109], [110] Geräte asymmetrischer Gestaltung im Hinblick auf entsprechend gestellte Anforderungen bezüglich des Ausgangssignals vorgeschlagen. Weitere Beispiele asymmetrischer Kreuze werden in Abschn. 2.2.3 erwähnt.



**Abbildung 2.7:** Hall-Faktor  $\alpha$  als Funktion des Antidot-Durchmessers  $D$ , normiert auf den Wert ohne Antidot ( $D = 0$ ). Während  $\alpha$  mit zunehmendem  $D$  abnimmt, bleibt  $\alpha^*$  (s. Gl. 2.29) näherungsweise konstant. Die durchgezogenen Linien gelten für scharfe Kreuzecken (Eckenradius  $r = 0$ ), die gestrichelten hingegen für abgerundete Ecken mit  $r/W = 0,1$ . Aus [111].

Auf diesem Bild aufbauend, wurde die Hall-Spannung numerisch ermittelt, indem die klassischen Trajektorien einer großen Zahl ballistischer Elektronen im Kreuzungsbereich unter dem Einfluss einer inhomogenen Feldverteilung berechnet wurden. Aus einer statistischen Auswertung ihrer Bestimmungsorte in einer der vier Kreuzeinmündungen ergeben sich die Transmissions- und Reflexionswahrscheinlichkeiten im Landauer-Büttiker-Formalismus (s. Abschn. 2.2.1), aus welchen schließlich die Hall-Spannung folgt [111, 113, 114].

Um ein inhomogenes Magnetfeld im Kreuzungsbereich zu schaffen, wurde aus einem homogenen, senkrecht zum 2DEG verlaufenden Feld der Stärke  $B$  eine im Kreuz zentrierte Kreisscheibe ausgeschnitten, in der kein Magnetfeld vorhanden ist (magnetischer Antidot, s. Skizze in Abb. 2.7). Experimentell entspricht dies etwa einer supraleitenden Scheibe, welche aufgrund des Meißner-Ochsenfeld-Effekts das sie umgebende Magnetfeld verdrängt. Die Graphen in Abb. 2.7 zeigen den Hall-Faktor  $\alpha = R_H/B$  als Funktion des Scheibendurchmessers  $D$ . Mit zunehmendem Durchmesser  $D$  sinkt der Anteil der vom konstanten Feld  $B$  durchsetzten Kreuzfläche, weshalb  $\alpha$  kleiner wird. Bezieht man den errechneten Hall-Widerstand  $R_H$  jedoch auf das über die quadratische Schnittfläche der beiden 2DEG-Kanäle (*aktive Fläche*, s. Abb. 2.8) gemittelte Magnetfeld  $\langle B \rangle$ , so erweist sich der



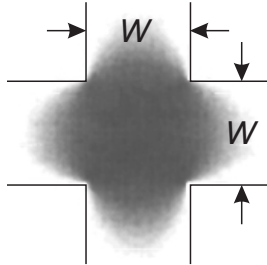
**Abbildung 2.8:** Aktive Fläche (grau) im ballistischen Transportregime.

so erhaltene Hall-Faktor

$$\alpha^* = \frac{R_H}{\langle B \rangle}, \quad \langle B \rangle = \left[ 1 - \pi \left( \frac{D}{2W} \right)^2 \right] B \quad (2.29)$$

als nahezu konstant und unabhängig von  $D$ . Weitere Untersuchungen zeigten, dass  $\alpha^*$  darüber hinaus auch unabhängig von der Position des Antidots auf dem Kreuz ist. Entsprechende Ergebnisse wurden erzielt, wenn anstelle des magnetischen Antidots ein Dipol oder eine Gaußsche Feldverteilung als inhomogenes Magnetfeld verwendet wurden. Dadurch wird bestätigt, dass die Hall-Spannung im ballistischen Regime nicht vom exakten Verlauf des inhomogenen Magnetfelds im Kreuzbereich abhängt, sondern durch das über die aktive Fläche gemittelte Magnetfeld bestimmt ist.<sup>3</sup> Dies stellt ein wichtiges Resultat dar, weil es einen einfachen quantitativen Zusammenhang zwischen gemessener Hall-Spannung und magnetischer Flussdichte durch die aktive Fläche herstellt. Es ist allerdings nur im ballistischen Transportregime gültig. Die Situation im diffusiven Regime, in welches man durch Temperaturerhöhung wegen der damit verbundenen verstärkten Phononenstreuung gelangen kann, wird im folgenden Abschnitt näher beleuchtet.

### 2.2.3 Die Hall-Spannung im diffusiven Transportregime



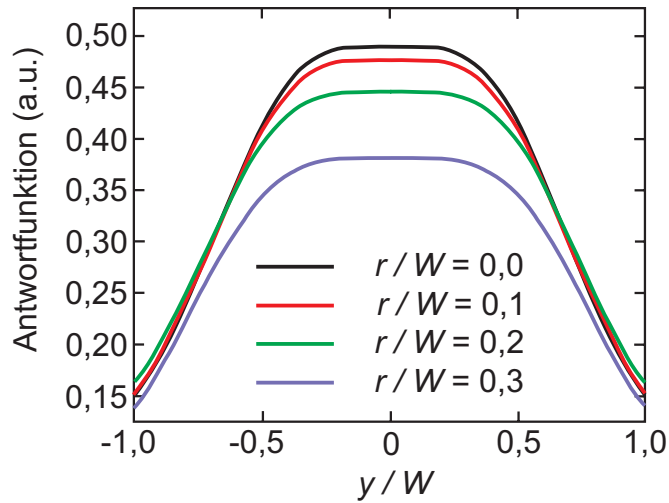
**Abbildung 2.9:** Aktive Fläche (grau) im diffusiven Transportregime.

Die Transporteigenschaften eines kreuzförmig strukturierten 2DEG im diffusiven Regime wurden von Ibrahim *et al.* untersucht, wobei verschiedene inhomogene Magnetfeldverteilungen (magnetischer Dot/Antidot, Dipol, Gaußscher Feldverlauf) numerisch getestet wurden [116]. Weitere numerische Analysen dieses Problems finden sich in [117, 118, 119]. In diesen Arbeiten wird eine *Antwortfunktion* berechnet, indem ein räumlich eng begrenztes Gebiet magnetischen Flusses (im Idealfall eine  $\delta$ -Funktion) an beliebigen Stellen im Sensorbereich positioniert und die resultierende Hall-Spannung ermittelt wird. Insgesamt lässt sich daraus die Hall-Spannung für eine beliebige inhomogene Feldverteilung berechnen.

Die Untersuchungen stimmen darin überein, dass auch im diffusiven Transportregime — wie im ballistischen — die Hall-Spannung nicht vom Verlauf des magnetischen Felds im Detail abhängt, sondern vielmehr ein Maß für den Gesamtfluss durch die Kreuzregion darstellt. Im Hinblick auf die Ausdehnung der magnetfeldsensitiven Fläche tritt hingegen ein gravierender Unterschied zum ballistischen Fall auf: Im diffusiven Regime ist diese aktive Sensorfläche etwa doppelt so groß wie im ballistischen. Dies wird

<sup>3</sup>In Übereinstimmung mit diesem Ergebnis wird in [115] festgestellt, dass die Hall-Spannung maximal wird, wenn sich die Größe der untersuchten Teilchen-Arrays etwa mit der der verwendeten Hall-Sensoren deckt.

darauf zurückgeführt, dass sich infolge des diffusiven Transports der Stromfluss auch in die Spannungssonden hinein ausbreitet, weshalb die Elektronen eine effektiv größere felddurchsetzte Fläche abtasten, vgl. Abb. 2.9. Auch der Verlauf der Antwortfunktion in Abb. 2.10 belegt, dass die aktive Fläche tatsächlich über das Kreuzquadrat hinausgeht, wenngleich die abfallenden Flanken für  $|y|/W > 0,5$  auf eine verminderte Sensitivität im Bereich der Spannungssonden hinweisen. Lediglich im Zentrum des Kreuzes nimmt die Antwortfunktion einen näherungsweise konstanten Wert an. Zum Vergleich würde die entsprechende Antwortfunktion im ballistischen Regime für  $|y|/W < 0,5$  einen konstanten Wert annehmen, um bei  $|y|/W = 0,5$  abrupt auf null abzufallen.



**Abbildung 2.10:** Antwortfunktion eines symmetrischen Hall-Kreuzes der Kanalbreite  $W$ , berechnet entlang des Zentrums der Spannungssonden im diffusiven Regime. Während sich im Kreuz ein Plateau ausbildet, fällt die Funktion — im Gegensatz zum ballistischen Regime — in die Spannungssonden hinein kontinuierlich ab. Abgerundete Ecken (Radius  $r$ ) bringen eine Absenkung und leichte Verbreiterung des Plateaus mit sich. Aus [119].

Schließlich soll noch darauf hingewiesen werden, dass eine Erhöhung des räumlichen Auflösungsvermögens von Hall-Kreuzen erzielt werden kann, indem eine der beiden Spannungssonden schmaler strukturiert wird als die andere. Dies wurde für das diffusive Transportregime auf der Basis numerischer Rechnungen vorhergesagt [118, 119] und mittlerweile auch experimentell bestätigt [120]. Innerhalb der Kreuzfläche entsteht direkt vor dem 2DEG-Kanal der verengten Spannungs-sonde ein kleines Gebiet höchster Magnetfeldsensitivität. Dieses Beispiel veranschaulicht bereits die außerordentliche Wichtigkeit der exakten Kreuzgeometrie. Mehr davon wird im nächsten Abschnitt zu berichten sein.

### 2.2.4 Magnetowiderstands-Anomalien

Die beiden vorhergehenden Abschnitte 2.2.2 und 2.2.3 widmeten sich der Spannungsantwort auf inhomogene Magnetfelder unter idealisierten Voraussetzungen. In diesem Abschnitt nun werden Abweichungen von den bisher gefundenen Zusammenhängen erörtert, welche unter gewissen Umständen auftreten können.

Entstehen im Kreuzbereich eines Hall-Sensors lokal sehr hohe magnetische Felder, so kann Gl. 2.29 ihre Gültigkeit verlieren. Entsprechende experimentelle Befunde stützen sich auf die Untersuchung von Partikeln aus Dysprosium, dem Material mit der höchsten bekannten Sättigungspolarisation ( $J_S = 3,7$  T bei niedrigen Temperaturen). Bei Verwendung scheibenförmiger Teilchen wurde festgestellt, dass der Hall-Widerstand ein negatives Vorzeichen aufweist, als ob die Teilchen entgegengesetzt zum externen, senkrecht zur Ebene verlaufenden Feld magnetisiert wären [121]. Die ins Kreuz eintretenden Elektronen werden bereits von den äußeren Ausläufern des Streufelds, welche entgegengesetzt zum Streufeldverlauf direkt unterhalb der Scheibe gerichtet sind, so stark abgelenkt, dass sie diese Region unter der Scheibe nicht mehr erreichen können. Das starke Streufeld in diesem Gebiet liefert deshalb keinen Beitrag zur Hall-Spannung, welche folglich mit negativem Vorzeichen erscheint. Weiterhin zeigten Untersuchungen an Dysprosium-Dots das Auftreten eines Plateaus in der Hall-Geraden, sobald der Zyklotrondurchmesser ballistischer 2DEG-Elektronen (Geschwindigkeit  $v_f$ ) mit der Ausdehnung des vom Streufeld durchdrungenen Bereichs übereinstimmte [122, 123]. Dies wurde auf Rückstreu-Effekte der Elektronen am lokal starken Magnetfeld bzw. auf eine Lokalisierung der Elektronen unter dem Dot zurückgeführt.

Die in dieser Arbeit untersuchten Permalloy-Partikel generieren jedoch ein wesentlich schwächeres Streufeld als die Dysprosium-Teilchen. Eine senkrecht magnetisierte Permalloy-Scheibe (Dicke:  $t = 30$  nm, Durchmesser:  $D = 500$  nm) beispielsweise erzeugt in der Nähe ihres Randes, wo das Streufeld am stärksten ist, eine senkrechte Feldkomponente von ca. 81 mT, berechnet mit *LLG Micromagnetics Simulator* für eine 2DEG-Tiefe von 30 nm (s. Kap. 3). Dieser Streufeldstärke entspricht ein Zyklotronradius von  $1,4 \mu\text{m}$ , der nicht ausreicht, um die Elektronen vom Eintritt in bestimmte Regionen des Sensors abzuhalten. Anomalien, wie sie durch die starken lokalen Streufelder von Dysprosium-Teilchen hervorgerufen werden können, sind hier also nicht zu erwarten.<sup>4</sup>

Der nächste Punkt betrifft die Beschaffenheit der Kreuzecken des Hall-Sensors. In den meisten Fällen werden die Sensoren mittels lithographischer Prozesse (vgl. Abschn. 5.1.4) hergestellt und weisen deshalb fast immer eine gewisse Rundung der Kreuzecken auf, welche mit einem Kreisausschnitt (Radius  $r$ ) angenähert

---

<sup>4</sup>Auch Quantisierungseffekte wurden nicht beobachtet. Dazu wäre bei einer Beweglichkeit von  $\mu = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  eine Magnetfeldstärke von weit über 0,13 T erforderlich (s. Gl. 2.17). Außerdem wirken die hohen verwendeten Stromdichten (s. unten) Quantisierungserscheinungen entgegen.



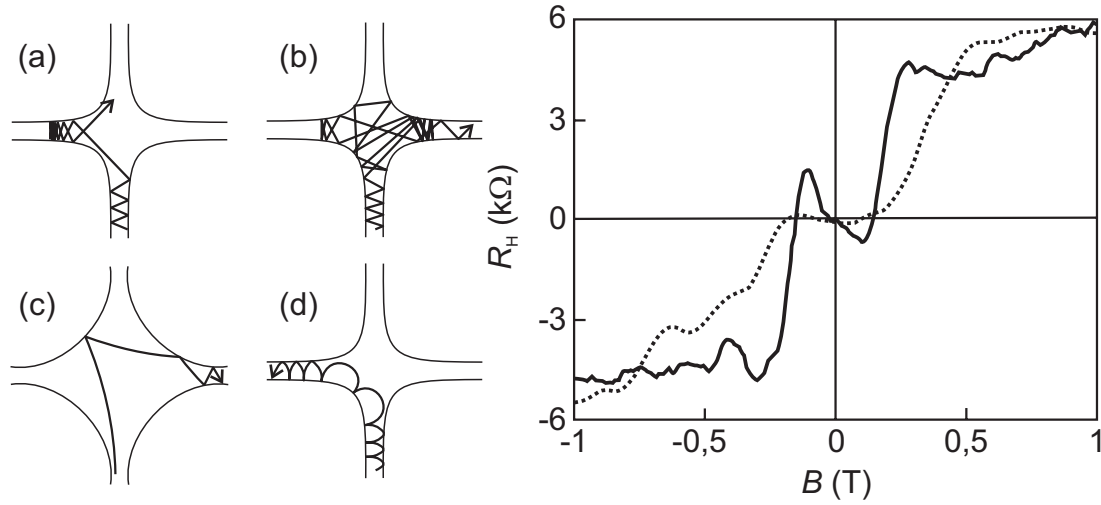
werden kann. Für das ballistische Regime sind die Auswirkungen in Abb. 2.7 (gestrichelte Linien) zu sehen. Beträgt das Verhältnis von Kurvenradius zu Kanalbreite  $r/W = 0, 1$ , so erweist sich Gl. 2.29 für  $D/W < 0, 7$  weiterhin als gültig. Überdies wird in [108, 124] darauf hingewiesen, dass die zur Feldmittelung heranzuziehende aktive Fläche etwas größer ist als im Idealfall  $((W + 1, 4r)^2$  statt  $W^2$ ). Auch im diffusiven Transportregime macht sich die durch gerundete Ecken vergrößerte aktive Fläche bemerkbar, wie in Abb. 2.10 dargestellt: Für wachsende Werte von  $r/W$  wandert das Plateau der Hall-Antwortfunktion nach unten, während seine Breite etwas zunimmt. Die Hall-Sensoren, welche in dieser Arbeit verwendet wurden, weisen nur geringe Eckenrundungen von  $r/W \leq 0, 1$  auf.

Von dramatischeren Auswirkungen der exakten Kreuzgeometrie auf die Hall-Spannung wurde in den späten 80er Jahren berichtet. In dieser Zeit wurde der mesoskopische Transport in zunehmend miniaturisierten Hall-Sensoren im ballistischen Regime erforscht. Zunächst beobachteten Roukes *et al.* eine *Unterdrückung des Hall-Effekts* bei niedrigen Feldern [125], und weitere Anomalien wie *negativer Hall-Widerstand* und das Erscheinen des *letzten Plateaus* wurden entdeckt, s. Abb. 2.11 [112, 126, 127, 128, 129]. Beim negativen Hall-Widerstand weist die Steigung der Hall-Spannung ein im Vergleich zum klassischen Resultat entgegengesetztes Vorzeichen auf, und das letzte Plateau erinnert an die Quanten-Hall-Plateaus (vgl. Abschn. 2.1.3), obschon es bei viel niedrigeren Feldern auftritt. All diese Erscheinungen führen zu deutlichen Abweichungen von der klassisch erwarteten Hall-Widerstands-Geraden der Steigung  $1/(en_S)$  (s. Gl. 2.13). Wie im Folgenden noch etwas näher ausgeführt wird, können die erwähnten Magnetotransport-Anomalien sämtlich mit dem Billard-Modell [112] (s. Abschn. 2.2.2) erklärt werden. Dies unterstreicht ebenfalls die besondere Bedeutung der Sensorgeometrie.

Die Unterdrückung des Hall-Effekts wird auf Kollimation, gefolgt von mannigfacher Streuung der Elektronen im Hall-Sensor, zurückgeführt [112, 105]. Bestimmte Eckenformen gestatten es den aus dem Stromkanal austretenden Elektronen nicht, direkt in die vom niedrigen Magnetfeld favorisierte Spannungs-sonde einzutreten, s. Abb. 2.11 (a). Stattdessen kommt es zu Vielfachstreuung im Kreuzbereich, wodurch sich die Wahrscheinlichkeiten für das Eintreten in eine der beiden gegenüberliegenden Spannungssonden angleichen, s. Abb. 2.11 (b).<sup>5</sup> Zur Erklärung des negativen Hall-Widerstands wurde ein Rückprall-Mechanismus vorgeschlagen, bei dem die Elektronen durch die Lorentz-Kraft zwar in eine bestimmte Richtung abgelenkt werden, nach der Rückstreuung von der 2DEG-Bande aber genau in die gegenüberliegende Spannungssonde hineingeworfen werden, Abb. 2.11 (c) [126]. Bei etwas höheren Feldern, etwa im Intervall  $(\hbar k_F)/(|e|r_{\min}) \lesssim B \lesssim B_{\text{krit}}$ , wobei  $r_{\min}$  den kleinsten Kurvenradius des Kreuzecks

<sup>5</sup>Ein alternativer Erklärungsansatz beschreibt die Kollimation als adiabatische Umwandlung transversalen Impulses in longitudinalen, wenn sich die Elektronen vom schmalen Transportkanal in den sich allmählich weitenden Kreuzbereich begeben [127, 128].





**Abbildung 2.11:** Mit dem Billard-Modell lassen sich die Transport-Anomalien, welche den Verlauf der experimentell ermittelten Graphen im rechten Bildteil prägen, erklären. Die beiden Kurven zeigen die Unterdrückung des Hall-Effektes (gestrichelt, Skizzen (a) und (b)) und den negativen Hall-Effekt (durchgezogen, Skizze (c)). Das letzte Plateau (Skizze (d)) ist in beiden Kurven zu sehen. Klassisch würde man eine Gerade der Steigung  $1/(en_s)$  erwarten. Aus [105, 126].

und  $B_{\text{krit}}$  das Feld symbolisieren, bei dem der Durchmesser der Zyklotronbahn gerade mit  $W$  übereinstimmt, liegt der Bereich des *letzten Plateaus*. Hier werden die Elektronen vom  $B$ -Feld entlang des 2DEG-Randes geführt (Abb. 2.11 (d)), und  $R_H$  gleicht dem Kontaktwiderstand.

Magnetotransport-Anomalien wie Unterdrückung des Hall-Effekts, negativer Hall-Widerstand oder letztes Plateau wurden bei den Messungen für diese Arbeit nicht beobachtet, was vermutlich zwei Ursachen hat. Erstens ist bei den hier verwendeten Kreuzen der Eckenradius immer wesentlich kleiner als die Breite der 2DEG-Kanäle ( $r/W \leq 0,1$ ), so dass wegen  $B_{\text{krit}} \ll (\hbar k_f)/(|e|r_{\text{min}})$  das letzte Plateau nach obiger Erklärung nicht existieren kann. Außerdem postulierten Chang *et al.* für die Unterdrückung des Hall-Effekts eine maximale Kanalbreite  $W$  von 300 nm [128], Roukes *et al.* gar von nur 200 nm [125]. Die Hall-Sensoren, die für diese Arbeit verwendet werden, sind indes deutlich größer. Die zweite Ursache ist wahrscheinlich in der unterschiedlichen Stromdichte zu suchen, welche in [125] bei etwa 13 mA/m lag, bei den Experimenten zu dieser Arbeit jedoch durchaus 20 A/m erreicht. Roukes *et al.* erwähnen das Auftreten einer messbaren Steigung der Hall-Geraden (was einem Abklingen der Unterdrückung des Hall-Effekts entspricht) bei einer Stromdichte von 13 A/m und begründen dies mit einer Aufheizung des Elektronengases.

# Kapitel 3

## Mikromagnetische Simulationen

Mikro-Hall-Sensoren eignen sich hervorragend zur Messung von Streufeld-Hysteresekurven individueller magnetischer Partikel. Die Interpretation der gemessenen Kurven stellt jedoch bisweilen — wie bei allen nicht abbildenden Untersuchungsmethoden — eine Herausforderung dar. Häufig wird eine zuverlässige Erklärung der Messdaten erst durch die Betrachtung experimentell (z.B. mit LTEM oder MFM) ermittelter Magnetisierungskonfigurationen nominell identischer Teilchen möglich [88, 69, 16, 87]. Nicht zuletzt wegen der kontinuierlichen Erhöhung der Rechenleistung haben in den vergangenen Jahren auch mikromagnetische Simulationen stark an Bedeutung gewonnen. Mit ihrer Hilfe können nicht nur der magnetische Grundzustand und quasistatische Hysteresekurven, sondern auch dynamische magnetische Prozesse, wie das Umschalten zwischen zwei Gleichgewichtszuständen, in Mikro- und Nanoteilchen erforscht werden. Der Einfluss variierender Parameter ist in den Simulationen leicht ermittelbar, während die entsprechenden Experimente oft aufwändige und langwierige Versuchsreihen erfordern, falls sie überhaupt durchführbar sind. Verglichen mit Experimenten stellen die Simulationsprogramme extrem kostengünstige Hilfsmittel dar. Der Vergleich gemessener und simulierter Hysteresekurven gestattet wichtige Rückschlüsse auf das magnetische Verhalten kleiner Teilchen.

In diesem Kapitel wird zunächst geschildert, wie mit dem Simulationsprogramm *LLG Micromagnetics Simulator* (LLG) [130] Magnetisierungskonfigurationen und Hysteresekurven berechnet werden können. Hall-Sensoren jedoch erfassen, wie in Kapitel 2 erörtert, die zur aktiven Fläche senkrecht verlaufende Komponente des magnetischen Streufelds eines Teilchens, wobei die gemessene Hall-Spannung im ballistischen Transportregime vom Mittelwert  $\langle B \rangle$  über die aktive Fläche bestimmt ist (s. Abschn. 2.2.2). Um die Resultate dennoch miteinander vergleichen zu können, wurde das LLG-Programm von M. R. Scheinfein mit einem Zusatzcode, dem *B-Prober*, ergänzt.<sup>1</sup> Dieser dient der Berechnung der über die aktive Fläche gemittelten senkrechten Streufeldkomponente  $\langle B \rangle$  aus der ent-

---

<sup>1</sup>Eine Bedienungsanleitung ist in Anhang A zu finden.

sprechenden simulierten Magnetisierungskonfiguration. Hier wird die Abhängigkeit des simulierten Streufelds  $\langle B \rangle$  von Lage und Größe der aktiven Fläche untersucht. Anschließend erfolgt ein Vergleich simulierter Magnetisierungs- und Streufeldkurven, und auch die Übereinstimmung mit experimentellen Streufeldwerten wird diskutiert.

### 3.1 Simulationen mit dem *LLG Micromagnetics Simulator*

Ziel mikromagnetischer Simulationen<sup>2</sup> ist die Ermittlung der Magnetisierungskonfiguration  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  (s. Gl. 1.2), wobei der Betrag der Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  im Innern des ferromagnetischen Körpers als konstant betrachtet wird. Um diese Aufgabe numerisch lösen zu können, wird das gesamte Probenvolumen in ein dreidimensionales Gitter, bestehend aus identischen Quadern<sup>3</sup> des Volumens

$$V_{\text{Zelle}} = \Delta x \Delta y \Delta z, \quad (3.1)$$

eingeteilt. In der Regel wird  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$  gewählt, da Abweichungen von der Würfelform dem System eine leichte magnetische Anisotropie (Formanisotropie, s. Abschn. 1.2.3) zufügen. Die Ausdehnung einer Zelle sollte die Austauschlänge nicht überschreiten. Solange nämlich  $\Delta x, \Delta y, \Delta z < l_{\text{ex}}$  (s. Gl. 1.16) gilt, kann man annehmen, dass die Magnetisierung innerhalb einer Zelle homogen verläuft, da die Austauschwechselwirkung auf der Skala von  $l_{\text{ex}}$  dominiert. Entsprechend dieser Diskretisierung lässt sich jede Zelle durch einen Einheitsvektor  $\mathbf{m}^i$  repräsentieren, der das Element des Magnetisierungsvektorfelds  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  im Zentrum der Zelle  $i$  darstellt. Jede Zelle besitzt ein magnetisches Moment

$$\boldsymbol{\mu}^i = M_S V_{\text{Zelle}} \mathbf{m}^i. \quad (3.2)$$

Die zeitliche Entwicklung der Magnetisierungskonfiguration in einem ferromagnetischen Körper wird durch die *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung* (LLG-Gleichung)<sup>4</sup> beschrieben:

$$\frac{\partial \mathbf{m}^i}{\partial t} = -\frac{|\gamma|}{1 + \alpha^2} \mathbf{m}^i \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^i - \frac{|\gamma| \alpha}{1 + \alpha^2} \mathbf{m}^i \times (\mathbf{m}^i \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^i). \quad (3.3)$$

$\mathbf{H}_{\text{eff}}^i$  bezeichnet das *effektive Feld* am Ort des Vektors  $\mathbf{m}^i$  und wird gemäß

---

<sup>2</sup>Der Inhalt dieses Abschnitts orientiert sich an der Bedienungsanleitung [131] des Simulationsprogramms *LLG Micromagnetics Simulator* von M. R. Scheinfein [130], welches bevorzugt in dieser Arbeit verwendet wurde.

<sup>3</sup>Diese Art der Diskretisierung ist nicht zwingend. Ein Überblick gebräuchlicher Diskretisierungsalgorithmen findet sich in [132].

<sup>4</sup>Eine Herleitung dieser Gleichung erfolgt beispielsweise in [133].

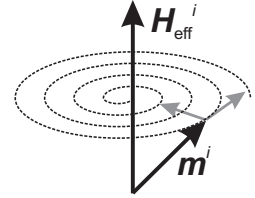
$$\mathbf{H}_{\text{eff}}^i = -\frac{\partial E}{\partial \boldsymbol{\mu}^i} \quad (3.4)$$

berechnet. Streng genommen handelt es sich hier um eine magnetische Flussdichte, die Einheit ist also Vs/m<sup>2</sup>.  $E$  symbolisiert die gesamte Freie Energie des Systems, die sich im Falle von Permalloy im Wesentlichen aus Austausch-, Streufeld- und Zeeman-Energie zusammensetzt (vgl. Abschn. 1.2):

$$E = \int_{\text{Probe}} dV \left( A ((\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2) - \frac{1}{2} \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{J} - \mathbf{H} \cdot \mathbf{J} \right). \quad (3.5)$$

$\mathbf{H}_{\text{eff}}^i$  setzt sich aus dem tatsächlich vorhandenen externen Feld  $\mathbf{H}$  und dem Streufeld  $\mathbf{H}_d$  zusammen, schließt darüber hinaus aber auch die Austauschwechselwirkung mit ein.

**Abbildung 3.1:** Spiralbewegung des Vektors  $\mathbf{m}^i$  unter dem Einfluss eines lokalen Magnetfelds  $\mathbf{H}_{\text{eff}}^i$ . Die grauen Pfeile repräsentieren Präzessions- (tangential) und Dämpfungsterm (radial) in der LLG-Gleichung 3.3.



Der erste Term auf der rechten Seite von Gl. 3.3 drückt die Präzessionsbewegung des Vektors  $\mathbf{m}^i$  um die Richtung des effektiven Feldes  $\mathbf{H}_{\text{eff}}^i$  aus (s. Abb. 3.1). Für das *gyromagnetische Verhältnis*  $\gamma$  verwendet man i. Allg. den Wert eines freien Elektronenspins, da der Lande-Faktor  $g$  für viele ferromagnetische Materialien einen Wert von etwa 2 besitzt [21, 131]:

$$|\gamma| = \frac{|\boldsymbol{\mu}|}{|\mathbf{l}|} = g \frac{|e|}{2m} \approx \frac{|e|}{m} = 17,6 \cdot 10^{10} \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}^2}. \quad (3.6)$$

Der zweite Term in Gl. 3.3 repräsentiert die Dämpfung und ist dafür verantwortlich, dass sich  $\mathbf{m}^i$  im Laufe der Zeit spiralförmig der Richtung von  $\mathbf{H}_{\text{eff}}^i$  annähert (s. Abb. 3.1). Die Stärke der Dämpfung wird durch die dimensionslose Konstante  $\alpha$  geregelt, die mit einer großen Unsicherheit behaftet ist.<sup>5</sup> Im Falle numerischer Integration nach der Zeit verwendet man für Permalloy häufig  $\alpha = 0,008$ , zur Berechnung magnetischer Gleichgewichtszustände hingegen bevorzugt hohe Werte für  $\alpha$  (z.B.  $\alpha = 1$ ), da dies die Rechenzeit verkürzt ohne das Endresultat zu verändern [131].

<sup>5</sup>Die Eignung magnetischer Dünnschicht-Elemente als schnelle Datenspeicher kann durch Nachschwingen der Magnetisierung nach einem Schaltvorgang (*ringing*) beeinträchtigt werden. Eine Lösung könnte darin bestehen, die Stärke der Dämpfung durch Dotieren mit Seltenerd-Elementen gezielt einzustellen. Diese weisen große Bahnmomente auf, an welche die Spins an koppeln können, was den Transfer magnetischer Energie an das Gitter fördert [134].

Bevor eine Simulation gestartet wird, wählt man zunächst ein bestimmtes Startvektorfeld  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t_0)$ , z.B. eine homogene Magnetisierung, einen magnetischen Vortex oder eine Zufallsverteilung der  $\mathbf{m}^i$  in den Zellen. Auch gespeicherte Magnetisierungszustände früher durchgeführter Simulationen können als Ausgangssituation eingelesen werden. Außerdem sind die Materialparameter festzulegen, die sich im Falle von Permalloy auf die Sättigungsmagnetisierung ( $M_S = 800 \text{ kA/m}$ ) und die Austauschkonstante ( $A = 13 \text{ pJ/m}$ ) beschränken, wenn Anisotropien vernachlässigt werden. Mit Hilfe der LLG-Gleichung (Gl. 3.3) wird dann die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung bzw. der magnetische Grundzustand berechnet. Dynamische Simulationen können nach einer vor dem Start angegebenen Zeitdauer (z.B. 1 ns) terminiert werden. Alternativ kann man sie aber auch erst abbrechen, sobald das Drehmoment  $\boldsymbol{\mu}^i \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^i$  eine wählbare Grenze in allen Zellen  $i$  unterschreitet. Im Grundzustand, in dem die Gesamtenergie ein Minimum erreicht, verschwindet das Drehmoment an jedem Ort innerhalb der Probe vollständig [21]. Rechnungen zur Ermittlung des Grundzustands sollten deshalb erst beendet werden, wenn die Drehmomente in allen Zellen ausreichend klein sind.

Die gemittelte Magnetisierung errechnet sich aus der Summe der magnetischen Momente aller Zellen:

$$\mathbf{M}(\mathbf{H}) = \frac{1}{V} \sum_{\text{alle Zellen}} \boldsymbol{\mu}^i, \quad (3.7)$$

$V$  bezeichnet dabei das Simulationsvolumen. Zu einer skalaren Größe gelangt man durch Projektion auf eine bestimmte Raumrichtung (häufig entlang des Magnetfelds):

$$M = \mathbf{M} \cdot \frac{\mathbf{H}}{|\mathbf{H}|}. \quad (3.8)$$

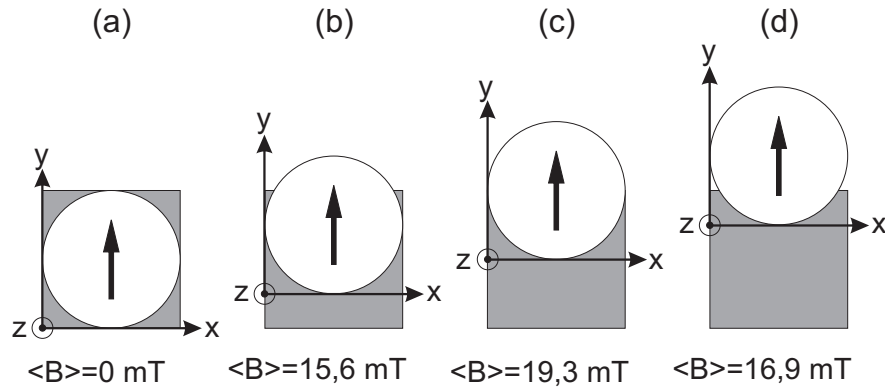
Zur Berechnung quasistatischer Hysteresekurven wird eine definierte Abfolge von Magnetfeldern  $\mathbf{H}$  sukzessive abgearbeitet. Sobald das Abbruchkriterium für eine bestimmte Feldstärke erreicht ist, erfolgt der Wechsel zum nächsten Magnetfeld, wobei die zuvor ermittelte Magnetisierungskonfiguration als neuer Ausgangszustand dient, und die Energieminimierung beginnt von neuem. Bei der Auswahl der Feldstärken, für welche Magnetisierungskonfigurationen berechnet werden sollen, empfiehlt sich eine Anpassung an den Verlauf der Magnetisierung: Solange sich diese kaum verändert, z.B. im Falle einer beinahe gesättigten Probe, reichen große Feldschritte aus. Zur Eingrenzung charakteristischer Feldstärken, beispielsweise um etwaige Schaltfelder ausfindig zu machen, ist hingegen die Genauigkeit durch die Größe der verwendeten Feldschritte vorgegeben, welche deshalb im betreffenden Feldbereich klein gewählt werden sollten. Darüber hinaus sollte das externe Feld nie genau in Richtung einer Diskretisierungsachse (x-, y- oder z-Achse) angelegt werden, weil diese künstlich eingeführte Symmetrie zu einer Verfälschung der Resultate führen kann.

Der nächste Abschnitt beschreibt, wie mit Hilfe des *B-Probers* aus den hier eingeführten Magnetisierungs-Hysteresekurven die entsprechenden Streufeld-Hysteresekurven gewonnen werden können. Vorher jedoch wird die Abhängigkeit des mittleren Streufelds von Größe und Lage der aktiven Fläche diskutiert.

## 3.2 Streufeldberechnungen mit dem *B-Prober*

### 3.2.1 Mittleres Streufeld und aktive Fläche

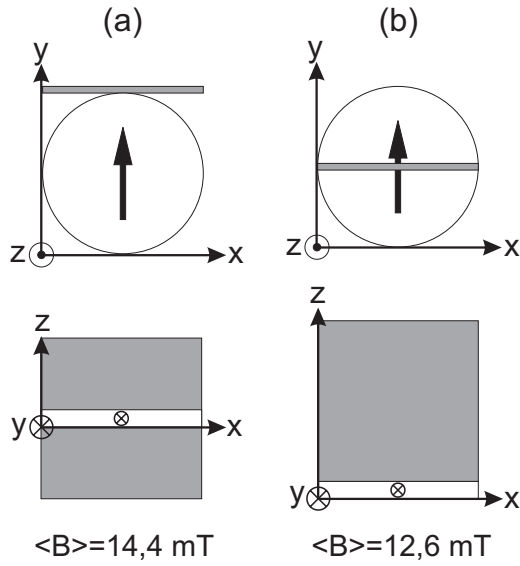
I. Allg. verläuft die aktive 2DEG-Fläche parallel zur Ebene des magnetischen Partikels auf der Sensoroberfläche (x-y-Ebene), s. Abb. 2.1. Welche Position der aktiven Fläche eignet sich unter diesen Umständen am besten, um ein möglichst großes Hall-Signal zu empfangen, und in welcher Größenordnung liegt das zu erwartende Streufeld  $\langle B \rangle$ ? Um diese Fragen mit Hilfe von Simulationsrechnungen zu beantworten, wurde eine Kreisscheibe aus Permalloy in einem starken Magnetfeld von 2 T in ihrer Ebene gesättigt. Abbildung 3.2 zeigt schematisch verschiedene Positionen der aktiven Fläche relativ zur Kreisscheibe. Liegt die aktive Fläche direkt unter der Scheibe (a), so verschwindet  $\langle B \rangle$ , weil aufgrund der Symmetrie dieser Konstellation ebenso viele Feldlinien die aktive Fläche von oben nach unten durchstoßen wie umgekehrt. Ein Streufeldwert von  $\langle B \rangle = 15,6$  mT resultiert aus einer Verschiebung der aktiven Fläche um 125 nm entlang der durch die homogene Magnetisierung der Scheibe vorgegebenen Achse (b). Erreicht das Zentrum der Scheibe den Rand der aktiven Fläche (c), so ergibt die Simulation



**Abbildung 3.2:** Unterschiedliche Positionen der aktiven Fläche (Größe:  $500 \text{ nm} \times 500 \text{ nm}$ , 2DEG-Tiefe  $|z| = 50 \text{ nm}$ , grau) relativ zu einer Permalloy-Nanoscheibe (Dicke:  $t = 30 \text{ nm}$ , Durchmesser:  $D = 500 \text{ nm}$ , gesättigt in Pfeilrichtung) führen zu unterschiedlichen Werten von  $\langle B \rangle$ . Die Verschiebung der aktiven Fläche in negative y-Richtung (im Koordinatensystem der Scheibe, s. Abb. A.1 im Anhang) beträgt: (a) 0 nm, (b) 125 nm, (c) 250 nm, (d) 375 nm.

$\langle B \rangle = 19,3$  mT, während bei einer relativen Verschiebung von 375 nm (d) ein niedrigeres gemittelttes Streufeld von  $\langle B \rangle = 16,9$  mT berechnet wird.

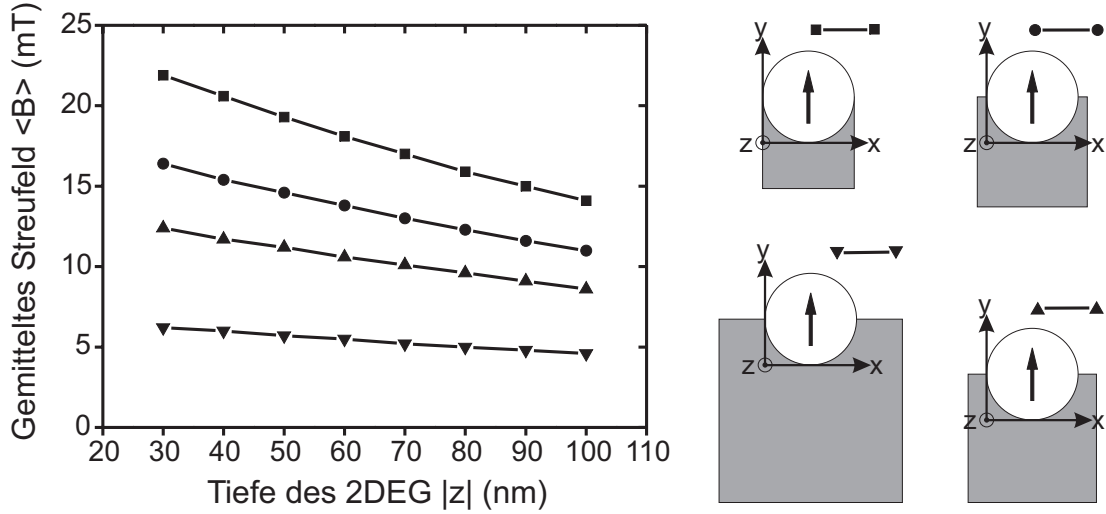
Obwohl die Situation, in der 2DEG- und Teilchenebene senkrecht aufeinander stehen (2DEG in der x-z-Ebene), in den Experimenten zu dieser Arbeit nicht auftritt, erscheint ein Vergleich auch mit diesem Fall dennoch sinnvoll. Wenn sich die aktive Fläche direkt vor der Kreisscheibe befindet (Abb. 3.3 (a)), ergibt sich  $\langle B \rangle = 14,4$  mT. Positioniert man die aktive Fläche hingegen oberhalb der Scheibe (b), so erhält man nur noch  $\langle B \rangle = 12,6$  mT. Von allen bisher betrachteten Konstellationen ergab die von Abb. 3.2 (c) das höchste mittlere Streufeld  $\langle B \rangle$ .



**Abbildung 3.3:** Im Gegensatz zu Abb. 3.2 verläuft die aktive Fläche in den beiden hier dargestellten Beispielen in der x-z-Ebene, also senkrecht zur Scheibenebene. Gezeigt sind jeweils Draufsicht (oben) und Seitenansicht (unten). In (a) befindet sich die aktive Fläche vor der gesättigten Scheibe, in (b) darüber (Abmessungen wie in Abb. 3.2). In beiden Fällen ist  $\langle B \rangle$  geringer als in den Anordnungen (b), (c) und (d) von Abb. 3.2.

Bisher wurde die Abhängigkeit des gemittelten Streufelds  $\langle B \rangle$  von Position und Ausrichtung der aktiven Fläche erörtert. In diesem Zusammenhang ist schließlich noch zu klären, wie sich die 2DEG-Tiefe  $|z|$  quantitativ auf  $\langle B \rangle$  auswirkt, wenn das 2DEG parallel zur x-y-Ebene verläuft. Zugleich wird der Einfluss der Größe der aktiven Fläche untersucht. Als Beispiel dient wiederum die bei 2 T gesättigte Permalloy-Kreisscheibe. Während ihr Zentrum jeweils über dem Rand der aktiven Fläche platziert wird (Situation wie in Abb. 3.2 (c)), werden sowohl die Größe der quadratischen aktiven Fläche als auch ihr vertikaler Abstand zur Scheibe (2DEG-Tiefe  $|z|$ ) variiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.4 zusammengestellt. Bei einem Vergleich der vier simulierten Kurven fällt zunächst auf, dass  $\langle B \rangle$  umso größer ist, je kleiner die aktive Fläche gewählt wird. Dies stellt sicherlich keine Überraschung dar, da das Streufeld der magnetischen Scheibe mit zunehmender Entfernung von der Scheibe abfällt und deshalb bei einer größeren aktiven Fläche auch Bereiche mit relativ kleinem Streufeld noch zur Mittelung beitragen. Was die 2DEG-Tiefe anbelangt, so fallen die vier Kurven beinahe linear mit zunehmendem  $|z|$ . Bemerkenswert ist auch, dass der Einfluss der 2DEG-Tiefe bei Verwendung größerer aktiver Flächen an Bedeutung verliert: Während im Falle





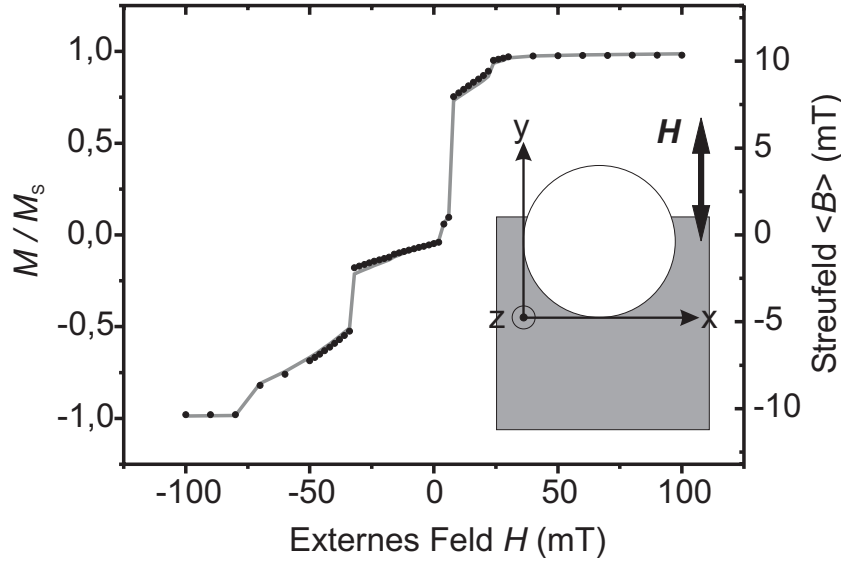
**Abbildung 3.4:** Die simulierten Streufeldwerte  $\langle B \rangle$  stammen von einer Permalloy-Scheibe (Dicke:  $t = 30$  nm, Durchmesser:  $D = 500$  nm, gesättigt in Pfeilrichtung), deren Zentrum jeweils über dem Rand der quadratischen aktiven Fläche (grau) platziert wird. Variiert werden sowohl die Größe der aktiven Fläche (500, 600, 700 und 1000 nm) als auch deren vertikaler Abstand von der Scheibe (2DEG-Tiefe  $|z|$ ). Die maßstabsgetreuen Skizzen im rechten Bildteil vermitteln einen Eindruck von den relativen Größenverhältnissen.

der kleinsten aktiven Fläche (500 nm) die Steigung etwa  $-0,11$  mT/nm beträgt, erhält man für die größte Fläche (1000 nm) nur noch  $-0,023$  mT/nm.

### 3.2.2 Magnetisierung oder Streufeld?

Der *B-Prober* gestattet die Berechnung von Streufeld-Hysteresekurven. Inwiefern unterscheiden sie sich in ihrem qualitativen Verlauf von den entsprechenden Kurven der gemittelten Magnetisierung  $M(H)$  (Gln. 3.7 und 3.8)? Gewiss hängt dies von der Komplexität der magnetischen Vorgänge in der jeweils untersuchten Probe, der Position der aktiven Fläche und anderen Faktoren ab, so dass allgemein gültige Aussagen hier nicht getroffen werden können. Andererseits spielt in dieser Arbeit die Untersuchung von Permalloy-Scheiben in Anordnungen ähnlich jenen in Abb. 3.4 eine dominierende Rolle. Deshalb erscheint ein Vergleich simulierter Magnetisierungs- und Streufeldkurven für diese spezielle Situation dennoch angebracht, nicht zuletzt um ein Gefühl dafür zu bekommen, inwiefern sich die Streufeldkurven aus Hall-Messungen mit den Magnetisierungskurven anderer Messmethoden (z.B. auf dem magnetooptischen Kerr-Effekt beruhend) oder aus Simulationen vergleichen lassen.

Der graue Graph in Abb. 3.5 zeigt die auf den Sättigungswert  $M_S$  bezogene Magnetisierung einer Permalloy-Scheibe als Funktion des externen Feldes  $H$ .



**Abbildung 3.5:** Normierte Magnetisierung  $M/M_S$  (durchgezogene graue Linie, linke Achse) und gemittelttes Streufeld  $\langle B \rangle$  (schwarze Punkte, rechte Achse).  $\langle B \rangle$  wurde mit dem *B-Prober* für die in der Skizze gezeigte typische Konstellation berechnet. Die Scheibe (Dicke:  $t = 30$  nm, Durchmesser:  $D = 500$  nm) wird in dem externen Magnetfeld  $\mathbf{H}$ , dessen Richtung durch den Doppelpfeil angegeben ist, ummagnetisiert. Die aktive Fläche in einer Tiefe von  $|z| = 50$  nm ist quadratisch und besitzt eine Kantenlänge von 700 nm (zur genauen Lage s. Koordinaten in Abb. A.2 im Anhang). Die Ähnlichkeit im Verlauf der beiden Kurven, die beinahe deckungsgleich übereinander liegen, ist bemerkenswert.

Das magnetische Verhalten, welches durch einen Defekt maßgeblich bestimmt ist, wird in Kap. 7 ausführlich erläutert. Hier soll stattdessen der Vergleich mit den entsprechenden Streufeldwerten  $\langle B \rangle$  (schwarze Punkte in Abb. 3.5), welche für die in der Skizze von Abb. 3.5 dargestellte typische Situation mit dem *B-Prober* berechnet wurden, im Vordergrund stehen. Magnetisierung  $M$  und gemittelttes Streufeld  $\langle B \rangle$  weisen qualitativ einen sehr ähnlichen Verlauf auf, was i. Allg. keineswegs selbstverständlich ist. Während spontane Änderungen in der Magnetisierungsstruktur der Scheibe, z.B. die Entstehung eines magnetischen Vortex (s. Kap. 6), in beiden Kurven simultan zu Unstetigkeiten führen, können diese durchaus unterschiedlich stark ausfallen. Wenn sich die Magnetisierungskonfiguration nur lokal in einem räumlich begrenzten Bereich der Probe ändert, kann sich der Abstand dieses Gebiets zur aktiven Fläche auf die Höhe der registrierten Streufeldänderung auswirken (s. dazu die Hall-Messungen in Abschn. 5.3). Im Gegensatz dazu ist die über das gesamte Probenvolumen gemittelte Magnetisierung  $M$  vom genauen Ort einer solchen Änderung der Magnetisierungskonfiguration unabhängig. Erkennbare Abweichungen zwischen Streufeld- und Magnetisierungsdaten treten in Abb. 3.5 beispielsweise bei  $-32$  mT auf, wo sich der magnetische Vortex von einem lokalen Punktdefekt losreißt (s. Kap. 7).

Wie gut stimmen die mit dem *B-Prober* ermittelten Streufeldwerte  $\langle B \rangle$  quantitativ mit den in Hall-Experimenten gemessenen überein? Immerhin wurde der *B-Prober* speziell für die Situation eines Hall-Sensors im ballistischen Transportregime programmiert, beruhend auf den in Kap. 2.2.2 niedergelegten Erkenntnissen. Trotzdem stellt sich heraus, dass die simulierten Werte für  $\langle B \rangle$  die gemessenen um etwa 30 % übertreffen. Die Ursache dieser Differenz konnte noch nicht ergründet werden. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass beispielsweise Lage und Größe der aktiven Fläche, welche sich in den Untersuchungen des vorhergehenden Abschnitts als überaus bedeutsam erwiesen, experimentell nicht direkt zugänglich sind. Die Einschränkung eines 2DEG in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen, die zur Herstellung kreuzförmiger Sonden unumgänglich ist, führt zur Entstehung einer Verarmungszone (mehr dazu in Kap. 5.1.4). Die Abmessungen eines Hall-Kreuzes, die zum Beispiel mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) ermittelt werden können, sind deshalb größer als der tatsächlich elektrisch leitende 2DEG-Bereich. Neben dieser Ungewissheit bezüglich der aktiven Fläche könnten auch die Transporteigenschaften der Hall-Kreuze bei den verwendeten Parametern vom vorhergesagten Verhalten (s. Abschn. 2.2.2) abweichen. Momentan wird in Zusammenarbeit mit M. R. Scheinfein ein weiterer Zusatzcode zum *LLG Micromagnetics Simulator* entwickelt, der — auf dem Landauer-Büttiker-Formalismus (s. Kap. 2.2.1) beruhend — eine direkte Berechnung der Hall-Spannung im inhomogenen Streufeld eines magnetischen Nanopartikels gestattet. Diese Programmerweiterung wird sowohl die Eichung des Hall-Sensors auf experimenteller Seite (die nötig ist, um die gemessene Hall-Spannung in Streufeldwerte umzurechnen) als auch die Verwendung der Streufeldmittelung auf theoretischer Seite überflüssig machen. Es besteht daher die Hoffnung, dass eine bessere Übereinstimmung zwischen den Experimenten und diesen auf ganz grundlegenden Prinzipien basierenden Rechnungen vorgefunden wird oder zumindest die Gründe für die registrierten Abweichungen aufgedeckt werden. Eine Differenz zwischen Experiment und Simulation in der Größenordnung von etwa 30 % — dies sei noch angemerkt — ist zwar nicht vernachlässigbar, erlaubt jedoch andererseits durchaus realistische Vorhersagen der in verschiedenen Experimenten zu erwartenden Streufeldwerte  $\langle B \rangle$ .

### 3.2.3 Zusammenfassung

Der *B-Prober* berechnet aus der Magnetisierungskonfiguration eines magnetischen Partikels die senkrecht zur aktiven Fläche verlaufende und über diese gemittelte Streufeldkomponente  $\langle B \rangle$ . Im Falle einer gesättigten, scheibenförmigen Probe wird  $\langle B \rangle$  maximal, wenn sich der Scheibenmittelpunkt etwa über dem Rand der aktiven Fläche befindet (s. Abb. 3.2) und der vertikale Abstand zwischen Scheibe und aktiver Fläche (2DEG-Tiefe) so weit wie möglich verringert wird. Auch eine Verkleinerung der aktiven Fläche (Hall-Sensor mit geringer Ausdehnung) führt zu einer Erhöhung von  $\langle B \rangle$  (s. Abb. 3.4). Der Vergleich einer simulier-

ten Magnetisierungskurve mit einer ebenfalls berechneten Streufeldkurve zeigt darüber hinaus qualitativ sehr ähnliche Kurvenverläufe (s. Abb. 3.5). Da in dieser Arbeit hauptsächlich scheibenförmige Nanomagnete in der hier beschriebenen Position relativ zum Hall-Sensor untersucht werden, sollten die gemessenen Hall-Spannungen deshalb den Verlauf der zugehörigen Magnetisierungskurven in guter Näherung widerspiegeln.

# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau und Messung

### 4.1 Der Messaufbau

Die Messungen wurden in einem kommerziellen *Kryostatsystem* des Typs Oxford Teslatron S10/12/64/13 durchgeführt. Mit Hilfe eines *Variable Temperature Insert* (VTI) lässt sich die Temperatur am Probenort zwischen 1.4 K und mehr als 200 K variieren. Ein rechnergesteuertes, supraleitendes Spulensystem erzeugt ein über die Probe homogenes Magnetfeld mit einer maximalen Feldstärke von 10 T.

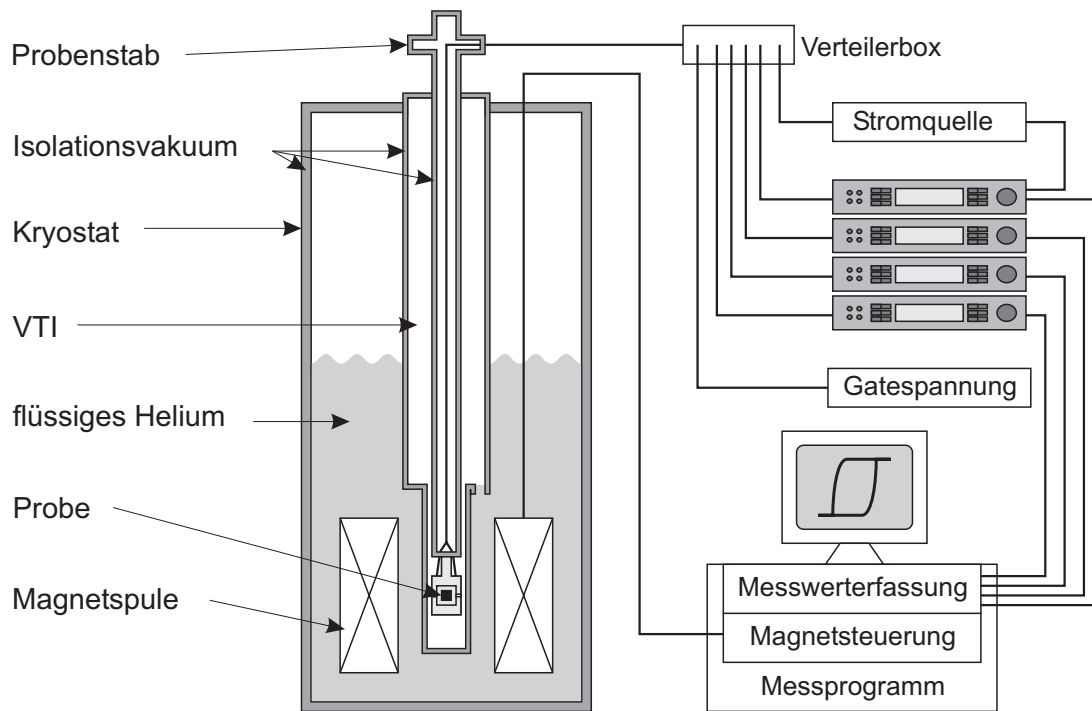
Der Platzierung der Probe an dem Ort im VTI, an welchem das vom Spulensystem generierte Magnetfeld homogen verläuft, dient ein Probenstab.<sup>1</sup> Er ist mit einem 20-poligen Stecksockel ausgerüstet, in den der Chipcarrier mit Probe eingesetzt und auf diese Weise schnell und zuverlässig ankontaktiert wird. Die Halterung des Stecksockels ist auf einer Wippe montiert, so dass die Probe im abgekühlten Zustand und bei angeschlossenen Messleitungen um eine Achse im Raum gedreht werden kann. Darüber hinaus lässt sich der Stecksockel mit unterschiedlichen Orientierungen auf der Wippe befestigen. Steht die Rotationsachse senkrecht auf das 2DEG, so kann durch Drehen der Probe das homogene Feld der Spulen in jeder beliebigen Richtung der 2DEG-Ebene angelegt werden. Falls hingegen Rotationsachse und 2DEG parallel verlaufen, ist eine Neigung der Probe im externen Feld möglich, so dass die aus der 2DEG-Ebene weisende Feldkomponente frei eingestellt werden kann. Diese Anordnung erlaubt die Bestimmung von Ladungsträgerdichte  $n_s$  und Beweglichkeit  $\mu$  der 2DEG-Elektronen, wenn das externe Magnetfeld das 2DEG senkrecht durchdringt (s. Abschn. 2.1.2 und 2.1.3).

Die im Probenstab verlaufenden Messleitungen bestehen aus Koaxialkabeln, und werden — zu Multikoaxialkabeln zusammengefasst — vom Probenstab zu einer hochfrequenzdichten Aluminium-Verteilerbox weitergeführt. Dort werden die

---

<sup>1</sup>Für Details s. Dissertation von D. Schuh [107].

zur Durchführung einer Messung benötigten elektronischen Geräte mit Koaxialkabeln angeschlossen. Zu ihnen gehören vier digitale Lock-In-Verstärker (Modell 7260, EG&G) zur Messung der Hall-Spannung bzw. des Stroms durch die Probe, ein Spannungsgenerator, um das *Top Gate* der Probe auf definiertes Potential zu legen, und eine Konstantstromquelle (s. Abb. 4.1).



**Abbildung 4.1:** Skizze des im Text beschriebenen Messaufbaus.

Die Stromquelle<sup>2</sup> sorgt dafür, dass ein Wechselstrom konstanter Amplitude (maximal  $50 \mu\text{A}$ ) durch die Probe fließt. Gesteuert wird sie von einem der vier Lock-In-Verstärker (*Master*), wobei stets eine niedrige Frequenz von 17 Hz verwendet wurde.<sup>3</sup> Die Lock-In-Geräte, welche die Hall-Spannung im Differenzmodus messen, verstärken schmalbandig das Signal genau dieser Frequenz. Durch diese Frequenzcodierung können auch geringe Spannungsdifferenzen von Störungen (z.B. vom Netz verursachte Einflüsse bei 50 Hz) getrennt werden. Überdies kann durch Mittelung des Signals über eine bestimmte Integrationszeit die Auswirkung statistischer Störungen reduziert werden, was indes auch zu einer leichten

<sup>2</sup>Eigenbau der Elektronikwerkstatt, FB Physik, Universität Regensburg, ep-Auftrag 01087.

<sup>3</sup>Der Messaufbau wurde von Johannes Bentner im Rahmen seiner Diplomarbeit für niedrige Frequenzen optimiert [135]. Zur Vermeidung von Erdschleifen beispielsweise sind Probenstab, Verteilerbox, Kryostat und die Lock-In-Verstärker an einem gemeinsamen Massenpunkt leitend miteinander verbunden. Die Spannungsversorgung der Lock-In-Verstärker erfolgt über Trenntrafos, und die Steuersignalleitungen zwischen den Verstärkern zur Übertragung der Referenzfrequenz sind über Optokoppler galvanisch getrennt.

Glättung der Messkurve führt. Unstetigkeiten im Kurvenverlauf erscheinen daher als Abschnitte mit großer, aber endlicher Steigung. Ausgelesen schließlich werden die Spannungswerte über RS232-Schnittstellen.

Wie in Kap. 5 beschrieben, wird zwischen der Oberfläche der Halbleiterheterostruktur und der magnetischen Probe ein dünnsschichtiges Metall-Gate aufgebracht, mit dessen Hilfe die Ladungsträgerdichte variiert werden kann. Im Gegensatz zu *Split Gates*, die negativ geladen werden um das 2DEG lokal in einen Isolator zu verwandeln (s. z.B. [129]), wird das hier verwendete *Top Gate* auf positives Potential gelegt. Eine Erhöhung von  $n_s$  hat allerdings nicht zwangsweise eine Verringerung der maximal erreichbaren Hall-Spannung zur Folge, wie man aus Gl. 2.13 erwarten könnte. Eine größere Ladungsträgerdichte gestattet nämlich i. Allg. auch einen höheren Stromfluss  $I$  durch den Sensor, wodurch nach Gl. 2.13 die Hall-Spannung  $U_H$  steigt. Kurz gesagt kann die Gate-Spannung zur Maximierung der Hall-Spannung benutzt werden, wobei typische Spannungswerte im Bereich  $U_G = 150 \dots 800$  mV liegen.

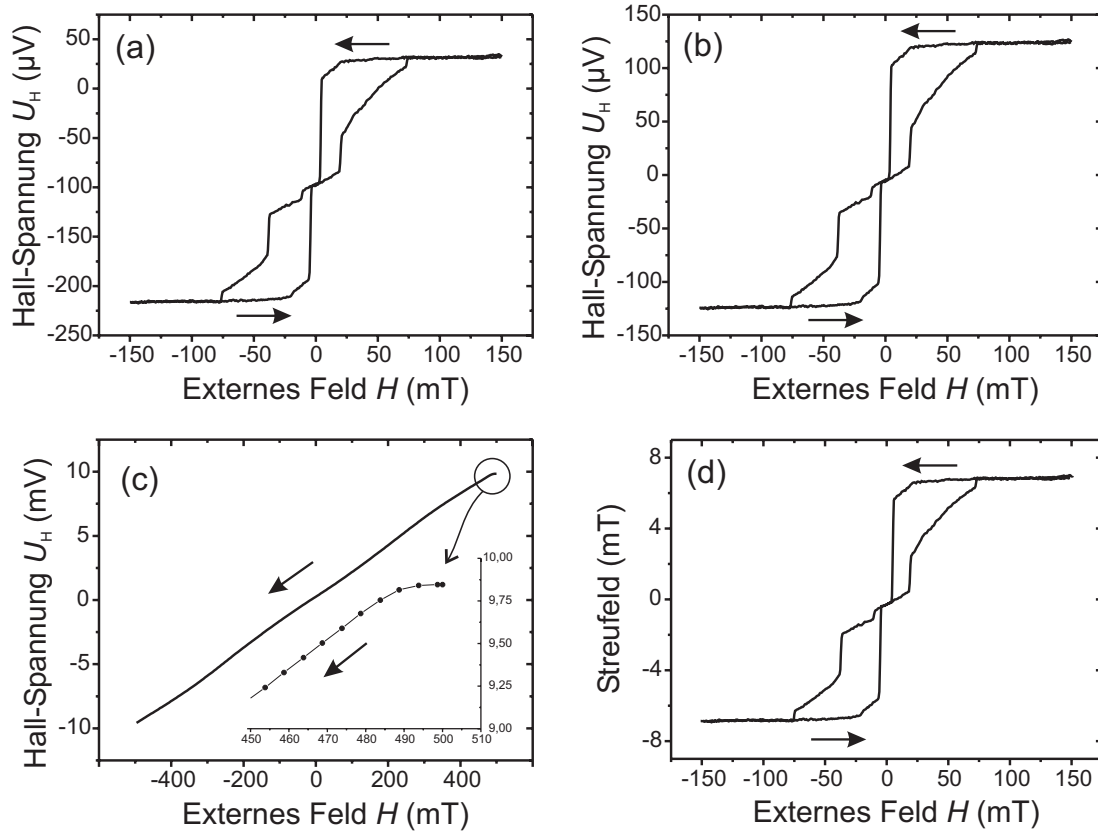
## 4.2 Messung und Datenaufbereitung

Abbildung 4.2 (a) zeigt die Rohdaten einer Hall-Messung an einer Permalloy-Kreisscheibe mit Defekt (Diskussion des magnetischen Verhaltens in Kap. 7). Als Beispiel einer typischen Messung werden diese Daten herangezogen, um die Durchführung einer Hall-Messung und die anschließende Aufbereitung der gewonnenen Daten exemplarisch zu erläutern.

Während der Messung betrug die Temperatur am Probenort 1,7 K. Bei so niedrigen Temperaturen lassen sich i. Allg. problemlos Ströme von 10 bis 20  $\mu\text{A}$  durch die Mikro-Hall-Sensoren (Kanalbreite: 500 nm bis 1  $\mu\text{m}$ ) schicken, im aktuellen Beispiel lag ein Strom von 15  $\mu\text{A}$  vor (Gate-Spannung:  $U_G = 500$  mV). Da höhere Temperaturen zu einer Zunahme des Probenwiderstands führen, ist der maximale Probenstrom bei Temperaturen über 100 K häufig auf Werte unter 10  $\mu\text{A}$  beschränkt.

Die Hystereseschleife in Abb. 4.2 (a) besteht aus zwei Ummagnetisierungskurven, die zwischen 150 und  $-150$  mT des angelegten Feldes aufgenommen wurden. Die Rate, mit der das externe Feld  $\mathbf{H}$  durchgefahen wurde (*Sweep-rate*), betrug 0,5 mT/s, so dass eine Ummagnetisierung der Probe von Sättigung in einer Richtung zur Sättigung in entgegengesetzter Richtung 10 min dauerte. Als Integrationszeit am Lock-In-Verstärker wurde 1 s gewählt, und pro Sekunde wurde ein Wert der Hall-Spannung eingelesen und mit dem zugehörigen Feldwert als ein Datenpunkt abgespeichert. Bei der Messung eines Minor Loops (s. Abschn. 1.1.2) über ein sehr kleines Feldintervall empfiehlt es sich, eine noch kleinere Sweep-rate zu verwenden. Dann nämlich erhält man ausreichend viele Messpunkte, wobei die hohe Integrationszeit zur Unterdrückung des Rauschens beibehalten werden kann.





**Abbildung 4.2:** Die vier Graphen veranschaulichen die Aufbereitung der Rohdaten einer Hall-Messung an einer Kreisscheibe aus Permalloy (Dicke: 30 nm, Durchmesser: 500 nm, mit Defekt). (a) Rohdaten, gemessen bei  $\mathbf{H} \parallel 2\text{DEG}$ . Man gelangt zu den Kurven in (b) durch Beseitigen des vertikalen Offsets. (c) Eichkurve, aufgenommen für  $\mathbf{H} \perp 2\text{DEG}$ . (d) Streufeld-Hystereseschleife nach Umrechnung mit der Steigung aus (c) und Korrektur bezüglich der Feldachse (Abszisse). Das Inset in (c) ist eine vergrößerte Darstellung vom Beginn der Eichgeraden. Der über etwa 10 mT horizontal verlaufende Kurvenabschnitt ist deutlich zu sehen.

In den Bereichen des externen Feldes, in welchen die Probe gesättigt ist, ist die Hall-Spannung konstant. Dies ließ sich durch Ausrichten der Probe mit Hilfe des drehbaren Probenhalters erreichen und zeigt, dass das homogene äußere Feld bei der Messung genau parallel zum 2DEG verlief. Wenn hingegen eine zum 2DEG senkrechte Komponente des externen Feldes existiert, so fügt sie der vom Streufeld des Partikels verursachten Hall-Spannung einen linearen Beitrag hinzu. Dieser lässt sich aus den experimentellen Daten leicht extrahieren, indem man die Hall-Spannung dort linear fittet, wo die Probe bereits vollständig gesättigt ist. Durch anschließende Subtraktion dieses Anteils von der gemessenen Spannung erhält man den vom magnetischen Teilchen stammenden Beitrag.

Wie ein Blick auf die Ordinate in Abb. 4.2 (a) verrät, ist die gesamte Hystere-

seschleife deutlich zu negativen Spannungswerten hin verschoben ( $U_H(100 \text{ mT}) \neq U_H(-100 \text{ mT})$ ). Dieser Offset resultiert vermutlich aus einer leichten Asymmetrie des Hall-Sensors, z.B. etwas versetzt in den Stromkanal einmündenden Spannungsabgriffen. Durch Addition eines kompensierenden Spannungswertes gelangt man zu dem Graphen in Abb. 4.2 (b).

Wenngleich in vielen Fällen die wesentliche Information in den charakteristischen Feldwerten, welche an der Abszisse abgelesen werden können, besteht, ist gelegentlich auch eine Bestimmung der vom Hall-Sensor registrierten Streufeldwerte erwünscht. Dazu ist eine Eichung des Sensors notwendig, weshalb die Probe im drehbaren Probenhalter gekippt wird, bis das externe Feld  $\mathbf{H}$  senkrecht zum 2DEG verläuft. Entscheidend ist dabei, dass die Parameter (Stromfluss, Gate-Spannung, Temperatur) während der Eichung exakt denen der Messung entsprechen. Wie erwartet (Gl. 2.13) erweist sich die Hall-Spannung als näherungsweise lineare Funktion des externen Feldes  $\mathbf{H}$ , s. Abb. 4.2 (c). Aus der Steigung des Graphen im relevanten Spannungsbereich ( $-125$  bis  $125 \mu\text{V}$ ) erhält man die Streufeld-Hystereseschleife in Abb. 4.2 (d), indem die Spannungswerte aus Abb. 4.2 (b) durch den Wert der Steigung ( $18,1 \mu\text{V/mT}$ ) dividiert werden.

Das Inset in Abb. 4.2 (c) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt vom Anfang der Eichkurve. Deutlich ist zu erkennen, dass der Graph erst ab etwa dem fünften Messpunkt zu einer näherungsweise konstanten Steigung übergeht. Das vom Hall-Sensor registrierte Magnetfeld „läuft“ dem auf der Abszisse angezeigten also beträchtlich (ca.  $10 \text{ mT}$ ) „hinterher“. Vermutlich rührt dieser Effekt von einer zeitlichen Verzögerung des Stromflusses durch die Feld erzeugende Spule im Kryostaten her, aber auch die zeitliche Mittelung im Lock-In-Verstärker mag dazu beitragen. Der Betrag der Verschiebung in Feldrichtung hängt von der Sweep-rate ab. Während für die Aufnahme der Eichkurve eine Sweep-rate von  $5 \text{ mT/s}$  gewählt wurde, sind für die Messung von Hysteresekurven Sweep-raten von  $0,5 \text{ mT/s}$  oder weniger üblich (s. oben). Dennoch sind auch diese Kurven in Feldrichtung verschoben, typische Werte liegen zwischen  $1,0$  und  $1,7 \text{ mT}$ . Deutlich tritt dieser Effekt auch zu Tage, wenn reversible Prozesse in magnetischen Partikeln, die mit einer ausgeprägten Streufeldänderung verbunden sind, untersucht werden. Die bei entgegengesetzten Sweep-richtungen ermittelten Spannungskurven kommen erst übereinander zu liegen, nachdem sie um die entsprechenden Beträge in Feldrichtung verschoben wurden. Diese Korrektur wurde bei der Aufbereitung der Daten ebenfalls vorgenommen. In Abb. 4.2 (d) wurden die beiden Ummagnetisierungskurven um jeweils  $1 \text{ mT}$  aufeinander zugeschoben, was allerdings erst bei genauem Vergleich mit der Hystereseschleife in (b) zu erkennen ist.

Beim Ablesen von Feldwerten auf der Abszisse muss außerdem berücksichtigt werden, dass das Magnetsystem des Kryostaten selbst Hystereseeffekten unterworfen ist [107]. Sie bewirken, dass die gesamte Hystereseschleife des magnetischen Partikels um einen bestimmten Betrag (Größenordnung: wenige  $\text{mT}$ ) entlang der Abszisse verschoben sein kann. Seine Bestimmung aus Hall-Messungen an Nanoteilchen wird dadurch erschwert, dass deren magnetisches Verhalten sta-

tistischen Schwankungen unterworfen ist. Insbesondere gilt dies für die charakteristischen Sprünge in den Ummagnetisierungskurven, an deren Versatz in Feldrichtung sich das Auftreten der Hysterese des Magnetsystems am deutlichsten manifestiert. Um die Daten trotz dieser Schwierigkeit zu korrigieren, wurde bei der Angabe von Schaltfeldern häufig auf den Mittelwert aus den beiden Sweeprichtungen zurückgegriffen.

# Kapitel 5

## Probenpräparation

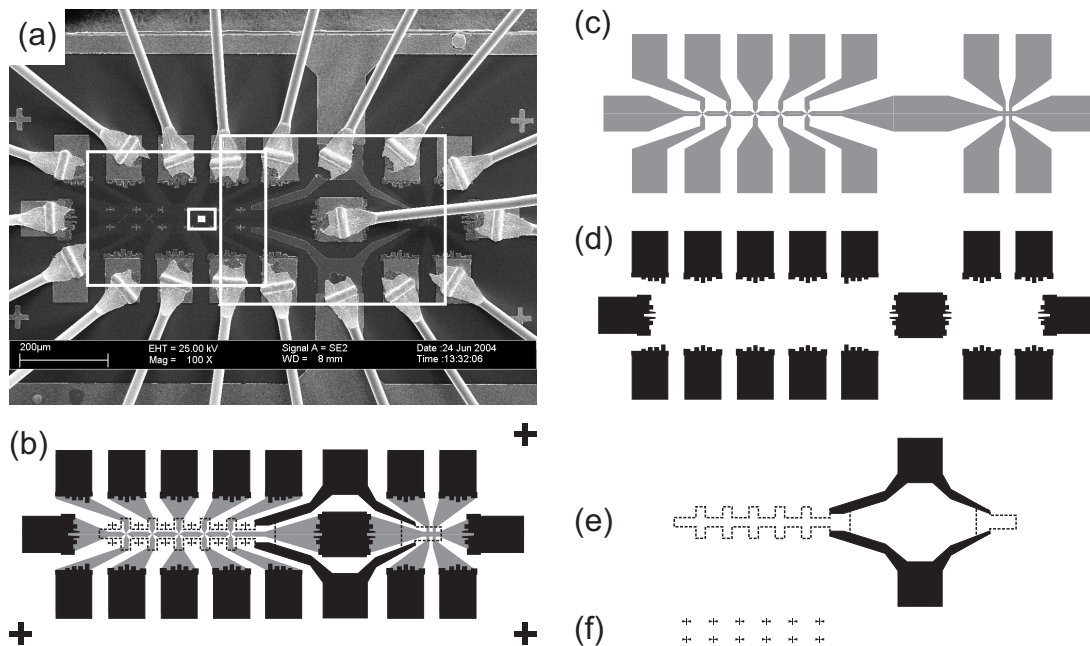
Die Herstellung von Proben für die Mikro-Hall-Magnetometrie aus GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen (2DEG-Tiefe: 30 – 37 nm, s. Kap. 2.1.1) umfasst eine Vielzahl einzelner Präparationsschritte, wie der Lebenslauf der Probe 030106-2 im Anhang dokumentiert. Da Details dort nachgelesen werden können, werden in diesem Kapitel nur die wesentlichen Schritte umrissen, zumal es sich teilweise um Standardabläufe aus der Halbleiterprozessierung handelt.<sup>1</sup> Besondere Aufmerksamkeit hingegen wird den beiden im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahren geschenkt, nämlich der Herstellung von Antidots in magnetischen Dünnschicht-Elementen und der lateralen Einschränkung eines 2DEG durch Sauerstoff-Ionen-implantation.

### 5.1 Überblick wichtiger Prozessierungsschritte

Abbildung 5.1 (a) zeigt die REM-Aufnahme einer typischen Probe, ergänzend sind die wesentlichen Bestandteile einzeln (Skizzen (c) bis (f)) und zusammen (b) beigelegt. Im REM-Bild sind Bonddrähte aus Gold zu erkennen, welche sich von den Kontakten des Chipcarriers (außerhalb des abgebildeten Bereichs) zu den Kontaktpads der Mesa erstrecken. Die Mesa ist eine zusammenhängende Struktur leitender 2DEG-Kanäle, welche hier aus einem lang gestreckten, horizontal verlaufenden Strompfad besteht, der links vom Mittelkontakt von fünf und rechts davon von zwei vertikalen Kanälen gekreuzt wird (c). Während diese Kanäle eine Breite von 5 – 10  $\mu\text{m}$  aufweisen, werden die als Hall-Sensoren fungierenden Kreuzungen zusätzlich auf eine Breite von 1  $\mu\text{m}$  oder weniger verengt. Die Mesa besitzt insgesamt 17 Kontaktpads, mit deren Hilfe ohmsche Verbindungen zum 2DEG hergestellt werden (d). Das in (e) skizzierte Top-Gate, welches aufgrund seiner geringen Dicke keinen Kontrast in der REM-Aufnahme verursacht, dient der Kontrolle der Ladungsträgerdichte (vgl. Abschn. 4.1). Um seine Kontaktierung sicher zu gewährleisten, stehen zwei Kontaktpads mit Zuleitungen sowohl

---

<sup>1</sup>Hintergründe und Details zum Probendesign finden sich in [107].



**Abbildung 5.1:** (a) REM-Aufnahme einer typischen Probe, der abgebildete Bereich erstreckt sich über eine Breite von etwa 1,2 mm. Die in den folgenden Abschnitten präsentierten REM-Aufnahmen zeigen Ausschnitte (weiß gerahmt) dieser Probe im Detail. In (b) ist eine Skizze der Probe dargestellt, deren Bestandteile in (c) bis (f) einzeln gezeichnet sind: (c) Mesastruktur, (d) Kontaktpads, (e) Top-Gate mit zwei Kontakten, (f) Justiermarken.

zum rechten als auch linken Teil des Top-Gate zur Verfügung. Die Justiermarken aus Gold (f) erleichtern die Positionierung der zu untersuchenden Partikel, welche bei der gewählten Vergrößerung nicht zu erkennen sind, auf den Hall-Kreuzen. Wie eine solche Probe hergestellt wird, wird Gegenstand der folgenden Abschnitte sein.

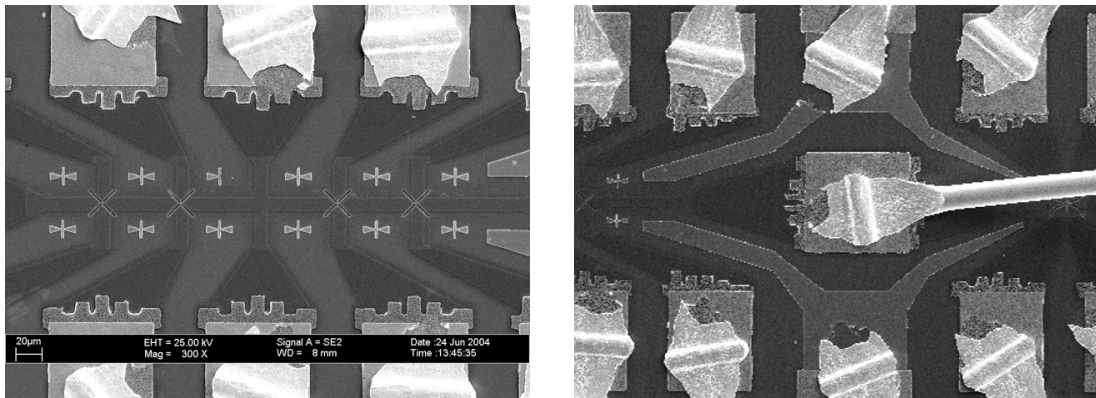
### 5.1.1 Die Herstellung der Mesa

Um das sich ursprünglich über die gesamte Waferfläche erstreckende 2DEG auf eine zusammenhängende Struktur leitender Kanäle zu beschränken, wird die Oberfläche des Wafers nach erfolgter optischer Lithographie an allen Stellen außerhalb der Mesa nasschemisch geätzt. Nur dort, wo der Wafer durch eine Lackschicht vor dem Angriff der Ätzlösung geschützt wird, bleiben die ursprüngliche Oberfläche sowie das darunter liegende 2DEG erhalten. Nach Entfernen des Lacks erhebt sich die Mesastruktur mit dem in ihr verborgenen 2DEG über die abgeätzten Bereiche des Wafers.

### 5.1.2 Ohmsche Kontakte zum 2DEG: Metallisierung I

Bei der Herstellung ohmscher Kontakte zum 2DEG wird auf die Elemente Au, Ge und Ni zurückgegriffen. Zunächst wird eine 200 nm dicke Schicht aus Au und Ge auf die mit optischer Lithographie freigelegten Kontaktflächen gedampft,<sup>2</sup> ehe eine 40 nm dicke Ni-Schicht aufgetragen wird. Nach dem Lift-Off wird die Probe in einem Legierofen kurzzeitig auf 420 °C erhitzt. Wie dieser Einlegiervorgang auf mikroskopischer Ebene im Detail abläuft und wodurch letztlich der elektrische Kontakt zum 2DEG geschaffen wird, scheint noch nicht vollständig geklärt [136, 137, 138]. Gleichwohl vermutet man, dass durch die Verbindung von Au mit Ga freie Gitterplätze für Gruppe-III-Elemente entstehen, die von Ge als Dotieratomen besetzt werden. Das stark mit GaAs und As reagierende Ni dient dabei als Katalysator [139]. Graumann hat in einer Studie festgestellt, dass der Kontaktwiderstand mit zunehmender Länge der Grenzlinie zwischen Kontaktpad und 2DEG sinkt, und darüber hinaus eine gravierende Abhängigkeit der Kontaktqualität vom Verlauf dieser Linie bezüglich der Kristallrichtung des Halbleiters gefunden [140].

### 5.1.3 Metallisierung II, Gate-Kontakte und Justiermarken



**Abbildung 5.2:** Linkes Bild: Zwischen den 2DEG-Kanälen sind die Justiermarken gut zu erkennen, das Gate über den Kanälen hingegen ist bei der hohen Beschleunigungsspannung des REM von 25 kV nur schemenhaft auszumachen. Vier Mikro-Hall-Sensoren wurden längs des Strompfads strukturiert. Rechtes Bild: Gate-Kontakte. Die obere Zuleitung zur linken Mesahälfte wurde beim Bonden unterbrochen, der untere Kontakt hingegen ist funktionstüchtig.

<sup>2</sup>Dabei wiegt man das eutektische Verhältnis von 88 % Au und 12 % Ge, dessen Schmelztemperatur mit 356 °C niedriger liegt als die Schmelztemperaturen der reinen Elemente, in das Verdampferschiffchen ein.



Eine zweite Metallschicht auf den Kontaktpads (Metallisierung II), die Kontaktierung des Top-Gate und Justiermarken können in einem gemeinsamen Prozess, bestehend aus optischer Lithographie und Aufdampfen von Cr (10 nm, Haftvermittler) und Au (90 nm), hergestellt werden. Durch eine dickere Metallschicht auf den Kontaktpads lassen sich Bonddrähte dort leichter befestigen. Die Kontakte zum Top-Gate (s. Abschn. 5.1.5) werden in diesem Schritt neu geschaffen, da sie bei der Metallisierung I nicht mitstrukturiert wurden. Die Justiermarken zwischen den 2DEG-Kanälen werden schließlich zur Positionierung der Hall-Sensoren (Abschn. 5.1.4) und der auf diesen zu platzierenden magnetischen Partikel (Abschn. 5.1.6) benötigt.

### 5.1.4 Strukturierung der Hall-Sensoren

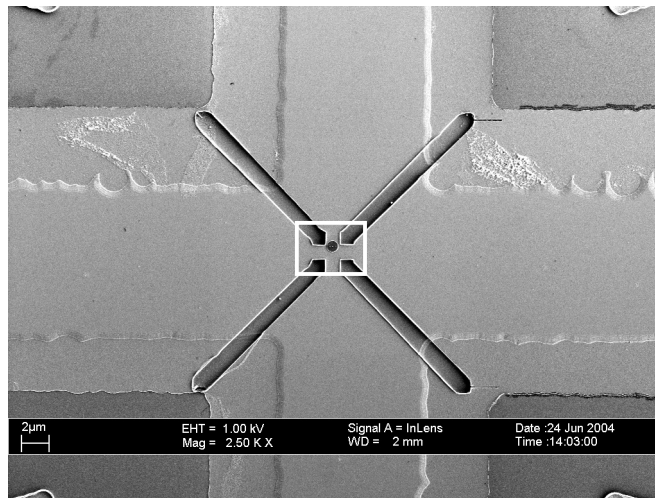
In Abschn. 3.2.1 wurde der Zusammenhang zwischen der Hall-Spannung und der Größe der aktiven Fläche eingehend untersucht. Um große Hall-Signale zu erhalten, sollte die aktive Fläche nur geringfügig größer sein als das zu vermessende magnetische Teilchen, dessen Abmessungen im Submikrometer-Bereich liegen. Deshalb sind die aktiven Flächen der Mesa mit  $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  zur Untersuchung solcher Teilchen zu groß. Überdies erweisen sich die Kreuzecken der Mesa aufgrund ihres Herstellungsprozesses mit optischer Lithographie zumeist als stark abgerundet, was zu einer zusätzlichen Vergrößerung der aktiven Fläche führt (s. Abschn. 2.2.2 und 2.2.3).

Deshalb werden Hall-Sensoren mit einer Kanalbreite von einem Mikrometer oder weniger mit *Elektronenstrahlolithographie* (ESL) erzeugt, mit deren Hilfe selbst wenige hundert Nanometer große Kreuze noch mit scharfen Ecken versehen werden können.<sup>3</sup> Nach Belichten und Entwickeln stehen verschiedene Möglichkeiten zur Übertragung der freigelegten Strukturen (s. Abb. 5.3) auf den Halbleiter zur Auswahl: nasschemisches Ätzen, chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen (CAIBE) und reaktives Ionenätzen (RIE). Wird das Halbleitermaterial über die 2DEG-Tiefe hinweg abgetragen, spricht man von *deep mesa etch*. In Heterostrukturen aus GaAs/AlGaAs tritt dabei grundsätzlich das Problem der lateralen Verarmung auf: der elektrisch leitende Bereich eines geätzten 2DEG-Kanals ist kleiner als seine geometrische Breite, da das 2DEG zu den durch den Ätzvorgang entstandenen seitlichen Begrenzungsflächen hin verarmt. Hervorgerufen wird diese Verarmungszone, die die Energiebandstrukturen und elektronischen Eigenschaften am 2DEG-Rand verändert, durch Oberflächenzustände [141]. Die Größe der Verarmungszone hängt vom jeweils gewählten Ätzprozess ab. Während bei einem Standard-CAIBE-Prozess Strompfade mit einer nominellen Breite von weniger als 500 nm i. Allg. keine Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen aufweisen, funktionieren RIE-geätzte Hall-Kreuze mit einer geometrischen Kanalbreite von

<sup>3</sup>Das in dieser Arbeit benutzte ESL-System basiert auf einem REM des Typs Topcon SM510, das mit einer von D. Schuh entwickelten ESL-Erweiterung mit zugehöriger Steuersoftware ausgerüstet ist [107].



300 nm noch problemlos. Speziell für diese Arbeit bieten trocken geätzte, tiefe Mesastrukturen mit ihren senkrecht verlaufenden, seitlichen Begrenzungsflächen jedoch auch einen nicht zu unterschätzenden Vorteil: Bei der Positionierung des Teilchens auf dem Hall-Sensor sind die Kreuzecken durch den Resist<sup>4</sup> hindurch so deutlich zu erkennen, dass die endgültige Orientierung an diesen „natürlichen“ Positionsmarken erfolgen kann. Deshalb wurden (mit Ausnahme der in Abschn. 5.3 beschriebenen Proben) die Hall-Kreuze in dieser Arbeit zunächst mit CAIBE, später dann mit RIE tief geätzt.



**Abbildung 5.3:** Man erkennt die 10  $\mu\text{m}$  breite Mesa, die vom dünnen Top-Gate bedeckt ist. Dieses erscheint bei der hier verwendeten Beschleunigungsspannung von 1 kV besonders deutlich, weil die niederenergetischen Strahlelektronen hauptsächlich die unmittelbare Probenoberfläche sondieren. Das mit RIE etwa 260 nm tief geätzte Hall-Kreuz weist im Zentrum eine geometrische Kanalbreite von 1  $\mu\text{m}$  auf (mit weißem Rahmen gekennzeichnet und in Abb. 5.5 vergrößert dargestellt).

Wegen der großen Verarmungszone beim *deep mesa etch* wurden im Laufe der Zeit weitere Strukturierungsverfahren zur Erzeugung schmaler 2DEG-Kanäle in GaAs/AlGaAs entwickelt. Die Verwendung negativ geladener *Split Gates* erlaubt eine Variation der Kanalbreite sowie der Elektronendichte [142, 143]. Im Gegensatz zur *deep mesa etch*-Technik werden beim *shallow mesa etch* nur die Deckschicht und ein Teil des dotierten AlGaAs abgetragen, was zwar zur Unterdrückung der Leitfähigkeit bereits ausreicht, die Verarmungszone jedoch geringhält [144, 145]. Techniken, bei denen trotz lateraler Einschränkung des 2DEG die Oberfläche des Halbleitermaterials beinahe eben bleibt, werden in Abschn. 5.3 beschrieben.

---

<sup>4</sup>In dieser Arbeit wurde stets Polymethylmethacrylat (PMMA, Plexiglas) verwendet.

### 5.1.5 Das Top-Gate

Um bei der Fertigung der Hall-Sensoren (s. Abschn. 5.1.4 und 5.3) freie Hand zu haben, wird das Top-Gate (Abb. 5.3), welches der Maximierung der Hall-Spannung dient (s. Abschn. 4.1), erst im darauf folgenden Schritt mit Hilfe optischer Lithographie hergestellt. Das Gate besteht aus 3 nm Cr (Haftvermittler) und 7 nm Au und wird deshalb so dünn strukturiert, um den Abstand zwischen dem 2DEG im Hall-Sensor und dem magnetischen Partikel möglichst gering zu halten (vgl. Abschn. 3.2.1).

### 5.1.6 Das Aufbringen magnetischer Teilchen

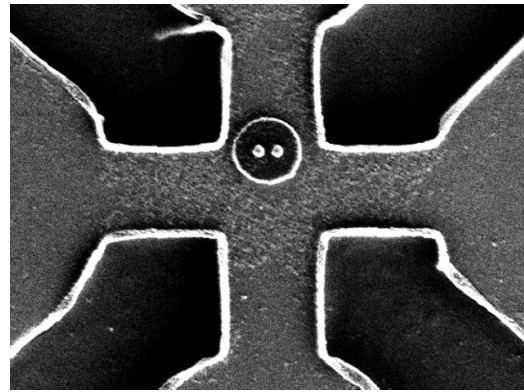
Bei den in dieser Arbeit untersuchten Teilchen handelt es sich um Dünnschicht-Elemente mit einer lateralen Ausdehnung von weniger als einem Mikrometer. Solche Teilchen können mit ESL in einem Positiv-Prozess hergestellt werden. Zunächst wird die Probe mit einem elektronenstrahlempfindlichen Resist (PMMA) belackt, ehe die Flächen, auf welchen später die magnetischen Elemente entstehen sollen, mit Elektronen belichtet werden. Beim anschließenden Entwickeln wird das belichtete PMMA aus der Lackschicht herausgelöst, so dass dort das Substrat freigelegt wird. Nach dem Bedampfen der Probe erfolgt der Lift-Off, bei dem der auf der Probe verbliebene Resist mit einem Lösungsmittel entfernt wird. Gleichzeitig hebt sich die auf den Resist aufgedampfte Metallschicht ab, und nur an den vormals belichteten Stellen, wo das Metall direkt auf das Substrat aufgetragen wurde, bleiben magnetische Dünnschicht-Elemente zurück.

Als grundsätzliches Problem bei der Verwendung dieser Methode hat sich die Bildung von Lift-Off-Rändern herausgestellt: Während des Aufdampfens kann sich Material an den vertikalen Resistwänden, welche die herausentwickelten Strukturen begrenzen, ablagern. Die dadurch entstehenden unsauberen Ränder können sich auf das magnetische Verhalten der Partikel auswirken. Um diesem Mechanismus entgegenzuwirken, wurden in dieser Arbeit stets Doppelschichtsysteme als Resist verwendet, welche sich aus zwei Lackschichten mit unterschiedlicher Empfindlichkeit gegenüber Elektronenbestrahlung zusammensetzen. Da die untere, dicke Schicht eine höhere Empfindlichkeit aufweist als die obere, dünne, bildet sich während des Entwickelns ein *Undercut*-Profil aus, d.h. die die Strukturen begrenzenden Lackwände weichen von der oberen Lackschicht zum Substrat hin nach außen zurück. Dadurch wird die Ablagerung magnetischen Materials an den Seitenflächen unterbunden [146, 147, 148, 15]. Ein typisches Lacksystem besteht aus zwei PMMA-Schichten, wobei die untere ein Molekulargewicht von 200 ku aufweist und 150 nm dick ist, während die obere durch ein Molekulargewicht von 950 ku und eine Dicke von 50 nm gekennzeichnet ist.

Neben der Vermeidung von Lift-Off-Rändern stellt die exakte Positionierung der Partikel auf den Hall-Sensoren eine Herausforderung dar. Die Schwierigkeit besteht darin, dass bei den zur Positionierung notwendigen Bildaufnahmen der

Resist bereits vorbelichtet wird. Deshalb muss die Elektronendosis während der Bildaufnahmen auf ein Minimum reduziert werden, ohne dabei jedoch die Positioniergenauigkeit zu beeinträchtigen. Um dies zu gewährleisten, wird eine „grobe“ Annäherung (etwa 300 nm) mit Hilfe der Justiermarken aus Au (vgl. Abschn. 5.1.3) durchgeführt, die sich im REM deutlich vom GaAs-Substrat unterscheiden. Zur Feinjustierung wird nur ein Bild mit hoher Vergrößerung (6000-fach) aufgenommen, auf dem sich die tiefgeätzten Kreuzecken als Anhaltspunkte erkennen lassen. Mit dieser Vorgehensweise erreicht man eine Positioniergenauigkeit von ca. 50 nm.

**Abbildung 5.4:** Die Positionierung des scheibenförmigen Dünnschicht-Elements (Durchmesser: 500 nm) auf einem Hall-Kreuz mit 700 nm breiten Kanälen erfolgte gemäß den Erkenntnissen in Kap. 3.2.1. Die beiden hellen Punkte rühren von künstlich erzeugten Strukturen (Antidots, s. unten) her.

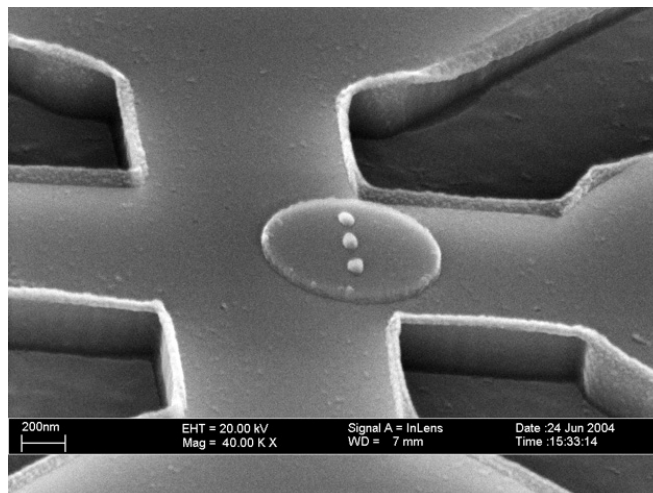


## 5.2 Dünnschicht-Elemente mit Antidots

Das magnetische Verhalten von Dünnschicht-Elementen lässt sich durch das Einfügen von Punktdefekten (z.B. in Form kleiner Löcher) nachhaltig beeinflussen. Wie in den Kapiteln 7 und 8 gezeigt wird, besteht eine starke Wechselwirkung zwischen dem Kernbereich eines magnetischen Vortex und Punktdefekten. Um entsprechende Untersuchungen durchführen zu können, müssen zunächst Dünnschicht-Elemente, die an bestimmten Positionen kleine Löcher (Antidots) enthalten, hergestellt werden. Auf den ersten Blick erscheint es naheliegend, die Löcher nachträglich — beispielsweise durch Ionenstrahlätzen — in die magnetischen Elemente zu bohren. Diese Methode birgt jedoch zwei Nachteile in sich: Erstens ist es wegen der Positionierungengenauigkeit beinahe unmöglich, die Antidots exakt zu platzieren. Zweitens würde der Ätzvorgang das darunter liegende 2DEG zerstören, weshalb diese Methode in der Mikro-Hall-Magnetometrie nicht anwendbar ist.

Eine Alternative ergibt sich aus den speziellen Eigenschaften von PMMA bei Elektronenbestrahlung mit unterschiedlich starken Dosen. Grundsätzlich können Elektronen sowohl die Hauptkette von PMMA-Makromolekülen zerstückeln als auch Seitengruppen abtrennen [149, 150], sofern ihre Energie 5 eV übersteigt [151]. Den höchsten Wirkungsquerschnitt erreichen dabei die in inelastischen

Streuprozessen erzeugten Sekundärelektronen mit Energien unter 100 eV, welche im Resist eine Reichweite der Größenordnung 10 nm besitzen [152, 153]. Überschreitet die Dosis einen bestimmten, u.a. vom jeweils verwendeten Entwickler abhängigen Wert, so lassen sich die beim Belichten zerstückelten Bestandteile der ursprünglichen PMMA-Moleküle vom Entwickler lösen. Auf diesem Prinzip beruht das zumeist verwendete Standardverfahren, bei dem PMMA als Positiv-Resist eingesetzt wird (s. z.B. Abschn. 5.1.4 und 5.1.6). Entscheidend ist nun, dass sich das Verhalten des PMMA nach sehr intensiver Belichtung mit Elektronen ins Entgegengesetzte wandelt: Durch die fortgesetzte Zerstückelung der Hauptkette und Ablösung von Seitengruppen wird die Zusammensetzung der bestrahlten Materie immer kohlenstoffähnlicher, so dass sie bei Überschreiten einer bestimmten Dosis nicht mehr gelöst werden kann, weder von einem Entwickler noch von Aceton (Lösungsmittel) [154, 155]. Sobald dies eintritt, fungiert PMMA als Negativ-Resist.



**Abbildung 5.5:** Das unter einem Kippwinkel von  $60^\circ$  aufgenommene Bild zeigt den zentralen Bereich der in Abb. 5.3 dargestellten Einschränkung ( $1\ \mu\text{m}$ ). Beim RIE-Ätzen entsteht eine Ablagerung entlang des Kreuzrandes, die messtechnisch belanglos ist. Das scheibenförmige Element (Durchmesser: 800 nm) besteht aus dem Schichtsystem Ti (5 nm), Py (30 nm), Ti (10 nm) und besitzt drei entlang einer Linie angeordnete Antidots (Abstand: jeweils 200 nm).

Bei dem hier entwickelten Verfahren zur Herstellung von Dünnschicht-Elementen mit Antidots macht man sich zunutze, dass PMMA während ein und derselben ESL-Sitzung in bestimmten Bereichen der Probe als Positiv-, in anderen aber als Negativ-Resist wirken kann.<sup>5</sup> Zunächst wird die Probe mit dem im vorangehenden Abschnitt vorgestellten Zweischichtsystem belackt. Während

<sup>5</sup>Eine ähnliche Strategie wurde in [156] verfolgt, nur sind die dort beschriebenen Strukturen um ein Vielfaches größer.

der ESL-Sitzung wird die Fläche eines Dünnschicht-Elements mit einer für den herkömmlichen Positiv-Prozess gebräuchlichen Dosis ( $260 - 300 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ) belichtet (Beschleunigungsspannung der Strahlelektronen: 25 kV). An den Stellen innerhalb des Elements hingegen, an welchen Antidots entstehen sollen, wird zusätzlich eine hohe Punktdosis von mindestens 400 fC deponiert, wodurch das Resistmaterial fixiert wird. Dies führt beim anschließenden Entwickeln (Ethylenglycolmonoethylether in Methanol) dazu, dass die mäßig belichtete Fläche freigelegt wird, an den überbelichteten Punkten jedoch kleine Säulen stehenbleiben. Nach Aufdampfen der diversen Metallschichten (5 nm Ti als Haftvermittler, 30 nm Py, 10 nm Ti als Schutzschicht) und Lift-Off in Aceton erhält man Teilchen wie in Abb. 5.4 und 5.5 gezeigt.

REM-Untersuchungen ergaben, dass der Durchmesser der Defekte etwa 75 – 85 nm beträgt, wobei kein nennenswerter Einfluss der Dosis festgestellt wurde. Bei Messungen mit dem Rasterkraftmikroskop (AFM) an einer Testprobe stellte sich heraus, dass auch die Höhe der Defekte unabhängig von der deponierten Dosis ist, sofern diese den minimalen Grenzwert von 360 fC überschreitet.<sup>6</sup> Für Dosiswerte zwischen 360 und 900 fC wurde eine Defekthöhe von ca. 160 nm gemessen, wobei dies eine aufgedampfte Metallschicht von insgesamt 35 nm Dicke miteinschließt. Aus der REM-Aufnahme in Abb. 5.5 hingegen lässt sich eine Gesamthöhe der Defekte von ca. 100 nm abschätzen, obwohl dieses Teilchen unter gleichen Parametern und mit demselben Doppelschichtsystem als Resist hergestellt wurde wie diejenigen auf der Testprobe. Wenngleich die Ursache dieser Diskrepanz noch nicht geklärt ist, ragt der Defekt doch in allen Fällen weiter über das Element hinaus, als die aufgedampfte Metallschicht dick ist. Dies lässt erwarten, dass das auf dem Defekt abgelagerte magnetische Material nicht oder nur geringfügig mit dem Metall des Partikels verbunden ist. Insofern können diese Defekte durchaus als magnetische Antidots betrachtet werden.

Ein Nachteil dieses Strukturierungsverfahrens liegt sicherlich darin, dass die Abmessungen der Defekte nicht beliebig variiert werden können. Andererseits bietet die Methode aber auch einige Vorteile: Die Antidots sind einfach und ohne zusätzlichen Präparationsaufwand herzustellen, die Strukturierung beeinträchtigt den Hall-Sensor nicht, und die Antidots können exakt im Teilchen platziert werden.

## 5.3 Sauerstoff-Ionenimplantation

Wie in Abschn. 5.1.4 ausführlich erläutert, werden Mikro-Hall-Sensoren gewöhnlich mit einem ESL-Positiv-Prozess, gefolgt von tiefem Mesa-Ätzen, hergestellt. Erst danach wird das magnetische Teilchen auf den Sensor aufgebracht (Abschn. 5.1.6). Wenngleich diese Methode zuverlässig funktioniert und mit solchen Pro-

---

<sup>6</sup>In guter Übereinstimmung mit [155] wurde PMMA ab 360 fC fixiert, näherungsweise runde Defekte entstanden allerdings erst ab 400 fC.



ben wertvolle Information über das magnetische Verhalten von Nanopartikeln gewonnen werden kann, bleibt in Bezug auf gewisse Anwendungen dennoch ein schwerwiegendes Problem: Es ist nicht möglich, das lokale magnetische Streufeld an einer bestimmten Stelle eines größeren Partikels oder einer ausgedehnten Schicht mit tief geätzten Hall-Kreuzen zu untersuchen. Die Unebenheit des Hall-Sensors verbietet nämlich das Aufdampfen von Strukturen, die sich über die senkrecht geätzten Kreuzränder hinweg erstrecken.<sup>7</sup> Aus diesem Grunde ist es erstrebenswert, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem einerseits das 2DEG lateral unter  $1\text{ }\mu\text{m}$  eingeschränkt werden kann, die Wafer-Oberfläche andererseits jedoch eben bleibt. Dies würde die Untersuchung magnetischer Schicht-Elemente beliebiger Form und Größe gestatten.

Eine Möglichkeit zur 2DEG-Strukturierung besteht in der Implantation von  $\text{Ga}^+$ - oder  $\text{Au}^+$ -Ionen mit einer FIB- (*focused ion beam*) -Anlage [158]. Untersuchungen, die zusammen mit Mitarbeitern am Lehrstuhl von Prof. Wieck (Ruhr-Universität Bochum) durchgeführt wurden, zeigten, dass die Leitfähigkeit eines oberflächennahen 2DEG durch Implantation von  $\text{Au}^+$ -Ionen zerstört werden kann, wobei die dem Material während der Implantation zugefügte Unebenheit nur etwa  $1\text{ nm}$  beträgt. Als Problem stellte sich jedoch heraus, dass durch  $\text{Au}^+$ -Ionenimplantation erzeugte 2DEG-Kanäle bei Raumtemperatur nur bis zu einer minimalen Breite von etwa  $1,5\text{ }\mu\text{m}$  leitfähig waren. Daraufhin wurden diese Experimente eingestellt.

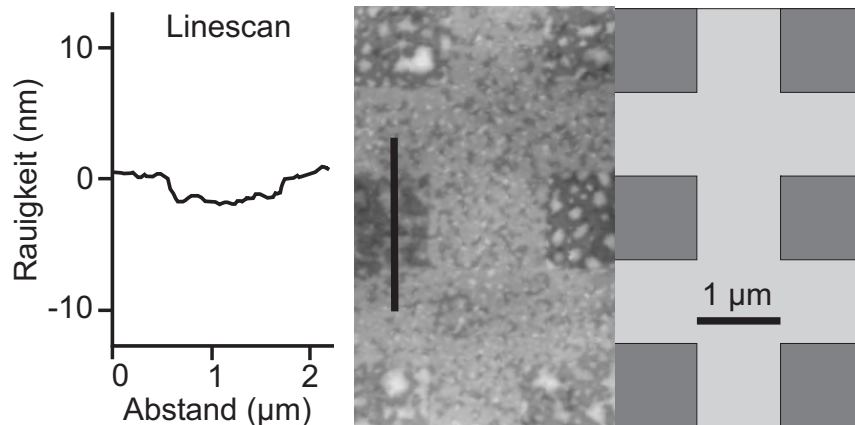
Als Alternative zur Ionenimplantation mittels eines fokussierten Strahls bietet es sich an, eine Lackmaske zu strukturieren und die Ionen eines ausgedehnten Strahls zur Implantation zu verwenden. Dies ist insofern von Vorteil, als der Ablauf dieses Herstellungsprozesses<sup>8</sup> der herkömmlichen Sensorstrukturierung (Abschn. 5.1.4) sehr ähnlich ist. Im Grunde wird lediglich das Trockenätzen durch die Ionenimplantation ersetzt. Implantiert werden O-Ionen mit der Kaufmann-Ionenquelle der CAIBE-Anlage, die eine Beschleunigungsspannung von  $1,5\text{ kV}$  durchlaufen. Bei einer Stromdichte von  $13,4\text{ A/m}^2$  wurde die Probe für eine Zeitdauer von ca.  $5\text{ s}$  dem Ionenstrahl ausgesetzt.

Die Wirkung dieses Prozesses auf die Topographie der Probe wurde mit einem Rasterkraftmikroskop (AFM) untersucht und ist in Abb. 5.6 dargestellt. Mit Hilfe des Linescans ist zu erkennen, dass die dem O-Ionenbombardement ausgesetzten Bereiche der Probe etwa  $1,5 - 2\text{ nm}$  tiefer liegen als die von PMMA geschützten Abschnitte. Überdies scheint die ohnehin vorhandene Oberflächenrauigkeit des Materials in ihrer Amplitude zwar nicht verstärkt, in lateraler Richtung jedoch etwas verändert worden zu sein: Im AFM-Bild wirkt die Oberfläche der implantierten Bereiche grobkörniger.

---

<sup>7</sup>Eine alternative Herangehensweise wird in [157] geschildert, wo die Bewegung einer Domänenwand in einer ausgedehnten  $(\text{YBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ -Schicht untersucht wurde. In diesem Fall spielte allerdings die relative laterale Positionierung zwischen den Sensoren und der auf die Sensoren gelegte Schicht keine Rolle.

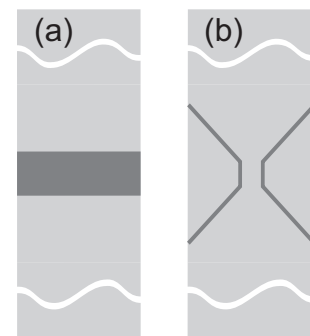
<sup>8</sup>Der Herstellungsprozess ist in Anhang B detailliert beschrieben.



**Abbildung 5.6:** AFM-Aufnahme einer Doppelkreuzstruktur, die mit O-Ionenimplantation hergestellt wurde (s. Text). Die Skizze rechts davon stellt die Geometrie der verwendeten Lackmaske dar: Die hellen Balken mit einer Breite von  $1\text{ }\mu\text{m}$  waren mit PMMA bedeckt, während die dunklen Bereiche den O-Ionen ausgesetzt waren. Das Oberflächenprofil längs der Linie im AFM-Bild (*Linescan*) zeigt, dass die Bestrahlung mit O-Ionen zu einem Materialabtrag von ca.  $2\text{ nm}$  führte.

Um den Einfluss der O-Ionenimplantation auf die Leitfähigkeit zu untersuchen, wurden die  $10\text{ }\mu\text{m}$  breiten 2DEG-Kanäle der Mesa mit quer verlaufenden Barrieren unterschiedlicher Breite ( $2\text{ }\mu\text{m}$  – ca.  $100\text{ nm}$ ) versehen, s. Abb. 5.7 (a). Bei Raumtemperatur verursachten selbst Linien mit einer Breite von nur ca.  $100\text{ nm}$  einen starken Anstieg des Widerstands (Größenordnung:  $100\text{ k}\Omega$ ) und deutliche Abweichungen der U-I-Kennlinien vom linearen Verlauf. Bei  $4,2\text{ K}$  hingegen ließ sich überhaupt kein Stromfluss mehr über die Barrieren hinweg nachweisen.

Nachdem festgestellt worden war, dass selbst  $100\text{ nm}$  breite Linien die Leitfähigkeit des 2DEG bei tiefen Temperaturen zerstören, rückte die Frage nach der lateralen Verarmung (s. Abschn. 5.1.4) in den Blickpunkt. Um die von der O-Ionenimplantation verursachte Verarmungszone abzuschätzen, wurden die ursprünglich  $10\text{ }\mu\text{m}$  breiten 2DEG-Kanäle der Mesa mit Hilfe von implantierten Linien zusätzlich verengt, s. Abb. 5.7 (b). Während die Länge dieser Einengungen konstant bei  $2\text{ }\mu\text{m}$  lag, wurde die Kanalbreite zwischen  $2\text{ }\mu\text{m}$  und  $200\text{ nm}$  variiert. Die Messungen bei  $4,2\text{ K}$  ergaben Abweichungen vom ohmschen Verhalten bei Kanalbreiten von nominell  $600\text{ nm}$  und weniger. Bei Berücksichtigung der endlichen Linienbreite der lithographisch hergestellten Einengungen lag die tatsächliche geometrische Kanalbreite bei ca.  $540\text{ nm}$  und darunter. Dies lässt auf eine Verarmungszone von gut  $250\text{ nm}$  schließen und stimmt damit etwa mit dem Wert überein, welcher sich erfahrungsgemäß



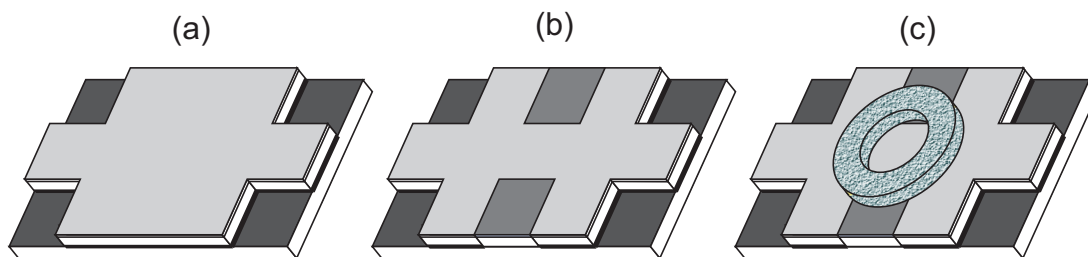
**Abbildung 5.7:** Zur el. Charakterisierung nach O-Ionenimplantation.



beim CAIBE-Ätzen tiefer Strukturen ergibt. Dieses Resultat überrascht insofern, als z.B. in [144] und [145] ein direkter Zusammenhang zwischen der Breite der Verarmungszone und dem Vorhandensein seitlicher Begrenzungsflächen angenommen wurde. Da bei der O-Ionenimplantation keine solchen Seitenflächen entstehen, hätte man eine geringere Verarmungszone erwartet. Allerdings besteht die Möglichkeit, dass die diversen Strukturierungsverfahren auf unterschiedliche Arten zu einer lateralen Verarmung führen. Gestützt wird diese Vermutung von Cheeks *et al.*, die die Leitfähigkeit eines GaAs/AlGaAs-2DEG mit einem He-Ionenstrahl unterbanden, ohne nennenswert Material von der Probenoberfläche abzutragen [159]. Was die O-Ionenimplantation anbelangt, standen keine Mittel zur Verfügung, um die Eindringtiefe der implantierten Ionen oder ihre Diffusionsreichweite zu bestimmen, weshalb letztlich auch der Wirkmechanismus dieser Methode im Dunkeln bleibt.

Nichtsdestotrotz haben sich mit O-Ionenimplantation strukturierte und deshalb planare Hall-Sensoren in der Praxis als funktionstauglich erwiesen. An dem im Folgenden geschilderten Beispiel eines planar präparierten Doppelkreuzes lässt sich der Vorteil dieser Strukturierungsweise besonders eindrucksvoll herausarbeiten. Doppel-Hall-Sensoren wurden auch früher schon zur Untersuchung magnetischer Partikel verwendet, gestatten sie doch simultane Streufeldmessungen an verschiedenen Orten ein und desselben Teilchens [88]. Allerdings konnten bisher nur lang gestreckte Objekte, die schmaler sind als der beide Kreuze verbindende Strompfad, auf diese Weise untersucht werden. Anhand eines ringförmigen magnetischen Partikels auf einer planaren Doppelkreuzstruktur wird nun demonstriert, dass diese Bedingung mit Hilfe der O-Ionenimplantation aufgehoben wird.

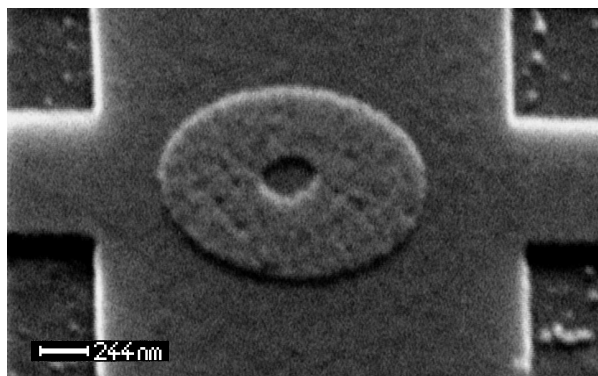
Die Herstellung von Sensoren und Ring erforderte drei ESL-Schritte. Zunächst wurden in einem Standard-Positiv-Prozess die äußeren Begrenzungen der Sensorgeometrie definiert und mit CAIBE ( $\text{Cl}_2$  als Reaktivgas) etwa 80 nm tief geätzt, s. Abb. 5.8 (a). Die dabei entstehenden Ecken und Kanten dienten in den beiden fol-



**Abbildung 5.8:** (a) Nach dem ersten ESL-Schritt wird die Probe mit CAIBE tief geätzt. (b) Der zweite ESL-Prozess dient der Implantation von O-Ionen (Zonen mittlerer Graustufe), um aus der 2DEG-Geometrie in (a) eine Doppelkreuzstruktur zu erhalten. (c) Dank der planaren Strukturierung kann der im dritten ESL-Schritt präparierte Ni-Ring auch Bereiche überdecken, unter denen sich kein leitfähiges 2DEG mehr befindet.

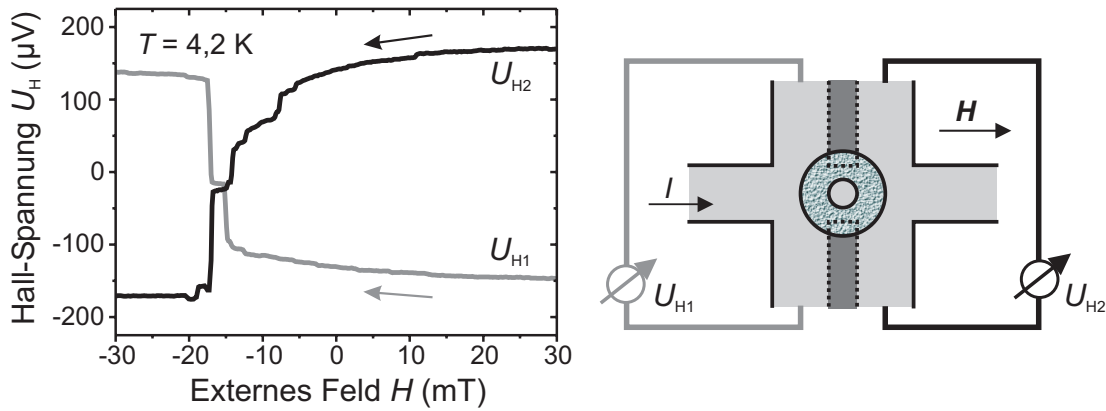
genden ESL-Prozessen als Justiermarken. Um die Sensorstruktur fertigzustellen, wurden die in Abb. 5.8 (b) in mittlerer Graustufe markierten Bereiche im zweiten ESL-Schritt freigelegt und das darunter liegende 2DEG — wie oben beschrieben — mit O-Ionen verarmt. Anschließend wurde mit optischer Lithographie ein Top-Gate (Dicke: 10 nm) aufgebracht (vgl. Abschn. 5.1.5), ehe im letzten ESL-Prozess die Ringstruktur definiert wurde, s. Abb. 5.8 (c). Als magnetisches Material wurde eine 30 nm dicke Ni-Schicht elektrolytisch auf dem Gate abgeschieden. Eine REM-Aufnahme der fertigen Probe ist in Abb. 5.9 zu sehen. Gewisse Abschnitte des Ni-Rings bedecken die implantierten Zonen im Zentrum der Sensorgeometrie, dadurch verursachte Unebenheiten sind im REM-Bild jedoch — wie erwartet — nicht zu erkennen.

Anhand der Hall-Messung in Abb. 5.10 lässt sich der Nutzen der planaren Strukturierungsweise demonstrieren. Die schwarze ( $U_{H2}$ ) und die graue ( $U_{H1}$ ) Linie stellen Ummagnetisierungskurven des Ni-Rings von Abb. 5.9 nach Sättigung bei positivem Feld  $\mathbf{H}$  (gerichtet entlang des Strompfads, s. Skizze in Abb. 5.10) dar. Sie stammen von den beiden Hall-Sensoren der Doppelkreuzstruktur und wurden simultan aufgezeichnet. Da die zum 2DEG senkrechte Streufeldkomponente des Rings die aktiven Flächen der benachbarten Sensoren mit entgegengesetztem Vorzeichen durchdringt, sind  $U_{H1}$  und  $U_{H2}$  ebenfalls entgegengesetzt gepolt. Offensichtlich weisen beide Kurven einen charakteristischen Sprung bei  $H = -17$  mT auf. Hier erfuhr der Ring eine Magnetisierungsänderung, die in beiden Sensoren als starke Streufeldänderung registriert wurde. Andererseits ist der Verlauf von  $U_{H2}$  durch das Auftreten vieler kontinuierlich fallender Abschnitte, unterbrochen von kleineren Sprüngen, geprägt, welche in  $U_{H1}$  nicht zu er-



**Abbildung 5.9:** REM-Bild (Kippwinkel:  $60^\circ$ ) der Probe, deren Herstellung in Abb. 5.8 dargestellt ist. Der elektrolytisch abgeschiedene Ni-Ring ist ca. 30 nm dick und hat einen Innendurchmesser von 300 nm sowie einen Außendurchmesser von  $1,2 \mu\text{m}$ . Die nominelle Breite des horizontal verlaufenden, beiden Sensoren gemeinsamen Strompfads sowie der Spannungsabgriffe beträgt 800 nm. Die implantierten Bereiche sind 400 nm breit, aufgrund des vernachlässigbaren Abtrags von Oberflächenmaterial sind sie allerdings auf dem Bild nicht zu erkennen (vgl. Abb. 5.8 (b) und (c)).

kennen sind. Im Gegenzug ist der Sprung in  $U_{H1}$  bei  $-15$  mT in  $U_{H2}$  nicht zu finden (oder tritt dort zumindest etwas früher auf). Dies beweist, dass der Ring auch in räumlich begrenzten Bereichen seine Magnetisierung ändert. Die damit einhergehenden Streufeldänderungen sind ebenfalls lokal beschränkt und können nur von einem Sensor erfasst werden, wenn sich seine aktive Fläche im entsprechenden Raumbereich befindet. Mit dieser Doppelsensor-Anordnung können also globale, sich über einen Großteil der Probe erstreckende Magnetisierungsänderungen von lokalen, auf kleine Probenabschnitte begrenzte magnetische Prozesse unterschieden werden. Die globalen Änderungen hinterlassen Spuren gleichzeitig in den Hall-Signalen beider Sensoren, die lokalen hingegen werden von nur einem Sensor registriert.



**Abbildung 5.10:** Die beiden Kurven  $U_{H1}$  und  $U_{H2}$  wurden simultan während der Ummagnetisierung des in Abb. 5.9 dargestellten Ni-Rings aufgenommen. Die Messanordnung ist in der Skizze rechts gezeigt. Die von den gestrichelten Linien umrahmten Zonen wurden dem O-Ionenstrahl ausgesetzt. Aus Gemeinsamkeiten und Unterschieden der beiden Messkurven lässt sich auf globale und lokale Magnetisierungsänderungen schließen.

## 5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ein Überblick über die Herstellung von Proben für die Mikro-Hall-Magnetometrie vermittelt. Außerdem wurden zwei im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren vorgestellt: die Herstellung von Dünnschicht-Elementen mit künstlichen Antidots und die planare Strukturierung eines oberflächennahen 2DEG durch Sauerstoff-Ionenimplantation.

Dünnschicht-Elemente mit Antidots können mit ESL gefertigt werden, wobei PMMA als Resist verwendet wird. Während die Fläche des Partikels in einem herkömmlichen Positiv-Prozess definiert wird, entstehen die Antidots mit Hilfe eines Negativ-Prozesses durch Belichtung mit Punktdosen über 400 fC. Nach Entwickeln, Aufdampfen der magnetischen Schicht und Lift-Off weisen die Elemente

Antidots mit Durchmessern von etwa 75 - 85 nm auf. Die Besonderheit dieses Verfahrens besteht darin, dass Positiv- und Negativ-Prozess auf einer sehr kleinen Fläche (Kreisscheiben mit einem Durchmesser von  $D = 500$  nm) kombiniert werden.

Mit Sauerstoff-Ionenimplantation kann die Leitfähigkeit eines 2DEG lokal zerstört werden, ohne dass sich die Oberfläche der Heterostruktur dabei wesentlich verändert. Es wurde gezeigt, dass der elektrische Transport in einem 2DEG-Kanal durch Bestrahlung mit Sauerstoff-Ionen (Beschleunigungsspannung: 1,5 kV) unterbrochen werden kann, wobei nur geringfügig Material von der Halbleiteroberfläche abgetragen wird (etwa 1,5 – 2 nm). Auf diese Weise (beinahe) planar strukturierte Hall-Sensoren können verwendet werden, um das Streufeld an einem bestimmten Ort eines magnetischen Dünnschicht-Elements beliebiger Größe und Form zu messen. Dies wurde anhand eines Ni-Rings demonstriert, wo der simultane Einsatz zweier Hall-Kreuze die Unterscheidung zwischen globalen und lokalen Magnetisierungsänderungen gestattete.



# Kapitel 6

## Die Vortex-Nukleation

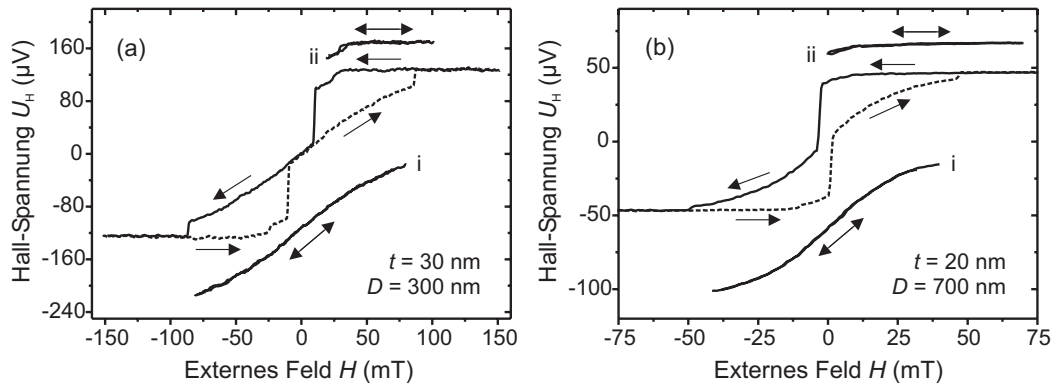
Die Wirbelstruktur taucht als typische Magnetisierungskonfiguration in ferromagnetischen Teilchen auf, deren Größe im Übergangsbereich zwischen Ein- und Vieldomänenzustand liegt, vgl. Abschn. 1.3.1. Wie das Phasendiagramm in Abb. 1.4 zeigt, bilden magnetische Vortices in scheibenförmigen Proben aus weichmagnetischem Material über einen weiten Größenbereich den Grundzustand. Ihre Spinstruktur in Remanenz als auch bei angelegtem externen Feld wurde in Abschn. 1.3.2 detailliert beschrieben. Dieses Kapitel widmet sich dem Ummagnetisierungsprozess von Kreisscheiben, wobei das externe Feld in der Scheibenebene angelegt wird. Von besonderem Interesse sind die Magnetisierungsprozesse im Feldintervall vor der Vortex-Entstehung, die im Folgenden unter dem Begriff *Vortex-Nukleation* zusammengefasst werden. Um sie zu erforschen, wurden Hall-Messungen an einzelnen Py-Scheiben durchgeführt. Ergänzt wurden sie von mikromagnetischen Simulationen mit verschiedenen Computer-Codes, um die erhaltenen Hysteresekurven adäquat interpretieren zu können.

### 6.1 Die Ummagnetisierung im Überblick

Die in diesem Kapitel geschilderten Hall-Messungen wurden an Py-Scheiben mit Dicken zwischen 20 und 60 nm und Durchmessern von 300 bis 800 nm durchgeführt. Die zur Detektion des Streufelds eingesetzten, symmetrischen Hall-Sensoren waren in den meisten Fällen um 200 bis 300 nm breiter als das jeweils zu untersuchende Partikel, in seltenen Fällen übertraf die Kreuzbreite den Scheibendurchmesser aber auch um nur 100 nm oder — mit entgegengesetzter Tendenz — sogar um 400 nm. Um ein maximales Streufeldsignal zu empfangen, wurden die Magnetscheiben gemäß den Erkenntnissen von Abschn. 3.2 so auf den Hall-Sensoren platziert, dass sie in Richtung eines Spannungsabgriffes verschoben waren. Veranschaulicht ist die resultierende Anordnung in den Skizzen von Abb. 2.1, REM-Aufnahmen typischer Proben sind in den Insets von Abb. 6.4 (a) und 6.5 zu sehen. Die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen fanden bei Temperaturen

zwischen  $T = 1,4$  K und  $T = 4,2$  K statt, wobei das externe Magnetfeld  $\mathbf{H}$  in der Scheibenebene entlang der Spannungsquellen angelegt wurde (s. Abb. 2.1), um dem speziellen Probedesign gerecht zu werden.

In Abb. 6.1 sind typische Hysteresekurven scheibenförmiger Nanomagnete unterschiedlicher Größe zu sehen. Während die Ummagnetisierungskurven von Sättigung bei positivem Feld zu Sättigung in entgegengesetzter Richtung (*Down-Sweeps*) mit einer durchgezogenen Linie gezeichnet sind, erscheinen die entsprechenden Sweeps von negativen zu positiven Feldern (*Up-Sweeps*) in gestrichelten Linien. Startet man beispielsweise bei positiver Sättigung und folgt der durchgezogenen Linie, so erweist sich die Hall-Spannung  $U_H$  zunächst über einen weiten Feldbereich als konstant, ehe sie leicht zu fallen beginnt. Ein deutlicher Sprung bei  $H = 11$  mT in (a) bzw.  $H = -2$  mT in (b) unterbricht den kontinuierlichen Verlauf der Spannungskurve, welcher sich nach diesem Sprung zu negativen Spannungswerten hin fortsetzt. Bei  $H = -86$  mT in (a) bzw.  $H = -48$  mT in (b) tritt eine zweite Unstetigkeit in der Kurve auf, wenngleich diese weniger ausgeprägt ist als die vorangehende (Sprunghöhe  $\Delta U_H$  ist kleiner). Anschließend bleibt der Wert von  $U_H$  trotz beständiger Felderhöhung konstant, was das Erreichen der Sättigung nach dem zweiten Sprung anzeigt.



**Abbildung 6.1:** Hysteresekurven von Py-Scheiben mit Dicke  $t$  und Durchmesser  $D$ . Die Graphen enthalten auch Minor Loops, die jeweils aus einem Up- und einem Down-Sweep bestehen und vertikal verschoben wurden, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen. Die nach unten versetzten Minor Loops (i) beweisen, dass die magnetische Vortex-Struktur reversibel in der Scheibe verschoben werden kann, solange die Vernichtungsfeldstärke (Feldstärke, bei welcher der zweite Sprung in der Ummagnetisierungskurve auftritt) nicht erreicht wird. Die nach oben verschobenen Minor Loops (ii) beschreiben das magnetische Verhalten vor der Vortex-Entstehung.

Die Erklärung dieses charakteristischen Kurvenverlaufs gelingt durch den Vergleich mit Magnetisierungsaufnahmen während der Ummagnetisierung, die beispielsweise mit MFM (vgl. Abb. 1.11) und LTEM an ähnlichen Proben aufgenommen wurden [69, 77]. Ihnen zufolge repräsentiert der erste Sprung die Bildung der



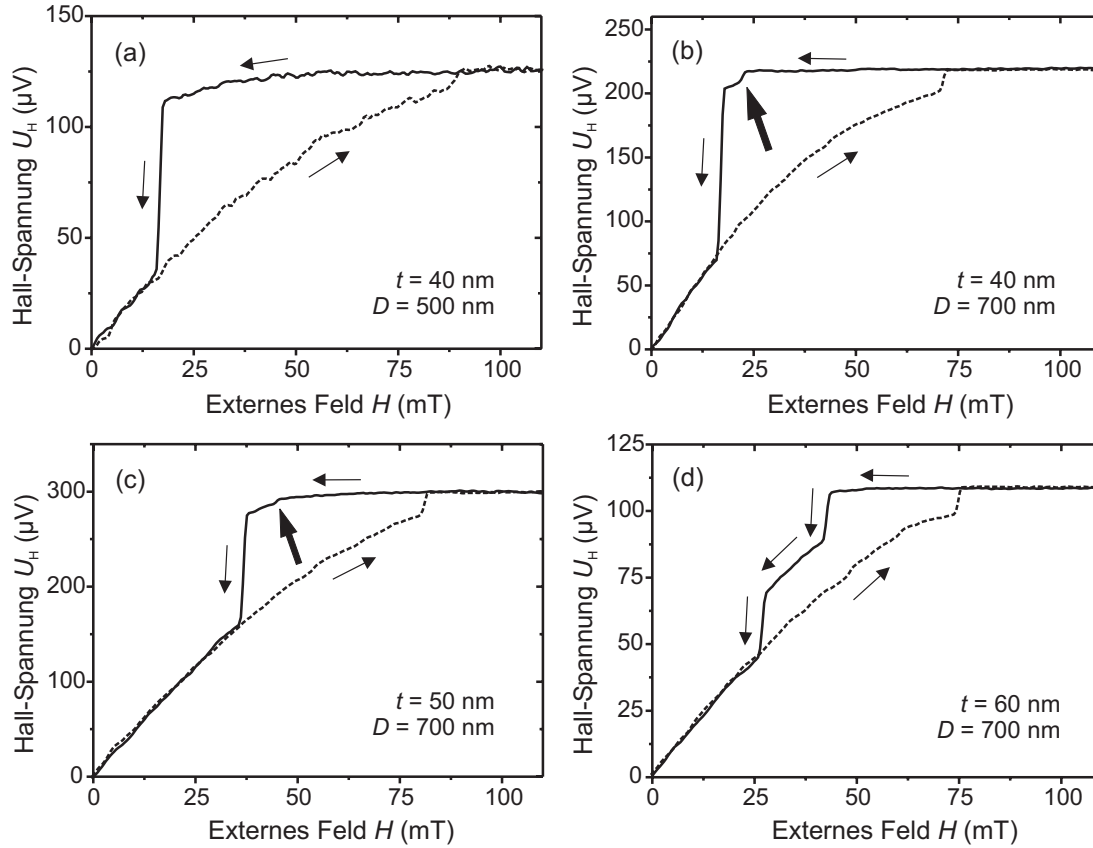
magnetischen Vortex-Struktur, der zweite hingegen zeugt von deren Vernichtung. Im Feldbereich zwischen diesen beiden Ereignissen wird der Vortex innerhalb der Scheibe verschoben, wobei er sich senkrecht zur Richtung des externen Feldes bewegt. Diese Verschiebung erfolgt reversibel und kontinuierlich, was durch die Messung von Minor Loops<sup>1</sup> bestätigt wird: Die Minor Loops (i) in Abb. 6.1 bestehen jeweils aus einem Down- und Up-Sweep, die deckungsgleich übereinanderliegen und keinerlei Unstetigkeiten aufweisen. Vergleicht man die Minor Loops (i) in Abb. 6.1 (a) und (b), so fällt auf, dass sie in (a) beinahe linear verlaufen (nahezu konstante Suszeptibilität), während in (b) eine stärker geschwungene Form zu beobachten ist (Suszeptibilität nimmt mit wachsenden Feldwerten ab). Die Ursache dafür liegt in den unterschiedlichen Durchmessern der beiden Scheiben. Wie in Abschn. 1.3.2 diskutiert, kann sich die Spinstruktur des Vortex bei Annäherung an den Scheibenrand deformieren, wobei dieser Effekt in Scheiben mit größerem Durchmesser deutlicher in Erscheinung tritt.

Bei Betrachtung der Hysteresekurven in Abb. 6.1 (a) und (b) erkennt man einen weiteren Unterschied: Die Ummagnetisierungskurven in (a) fallen bei  $H = 0$  zusammen, in (b) hingegen ist die Hystereseschleife geöffnet, obwohl der Ummagnetisierungsmechanismus in beiden Fällen prinzipiell gleich (und wie oben dargestellt) abläuft. Mit anderen Worten entsteht der Vortex in (a) noch bevor  $\mathbf{H}$  sein Vorzeichen wechselt, während in (b) der Wirbel erst im Gegenfeld gebildet wird. Folglich kann die Situation, in welcher das Vortex-Zentrum in der Scheibenmitte zu liegen kommt, im Fall (b) erst nach Umkehr der Sweep-Richtung realisiert werden. Ein Vergleich mit den Daten von Schneider *et al.* zeigt, dass eine Py-Scheibe mit identischen Abmessungen wie in (b) bei Raumtemperatur noch vor Erreichen von  $H = 0$  in den Vortex-Zustand übergeht [59]. Die Feldwerte für charakteristische Ereignisse wie Vortex-Entstehung oder -Vernichtung sind folglich von der Temperatur abhängig. Natürlich spielt in Bezug auf diese Schaltfelder auch die Größe der Scheiben eine herausragende Rolle [59]. Darauf ruht jedoch nicht das Augenmerk dieses Kapitels. Vielmehr geht es hier um die Vortex-Nukleation, also um die der Vortex-Bildung vorausgehenden magnetischen Prozesse in der Scheibe, die sich in charakteristischen Verläufen der Hall-Spannungskurven  $U_H(H)$  im entsprechenden Feldbereich niederschlagen. Als typische Beispiele mögen bereits die Graphen in Abb. 6.1 dienen, wobei die Minor Loops (ii) in (b) reversibles Verhalten zeigen, wogegen in (a) ein kleiner Sprung bei 29 mT, verbunden mit einer gerade noch erkennbaren Hysterese, auftritt. Eine ausführliche Analyse erfolgt in den nächsten Abschnitten.

## 6.2 Hall-Messungen zur Vortex-Nukleation

Abbildung 6.2 zeigt Hall-Messungen an vier Py-Scheiben unterschiedlicher Abmessungen, wobei sich die Auftragung auf den positiven Feldbereich beschränkt.

<sup>1</sup>Zum Begriff *Minor Loop* s. Abschn. 1.1.2.



**Abbildung 6.2:** Die hier gezeigten Down-Sweeps der Hall-Messungen stellen typische Kurvenverläufe während der Vortex-Nukleation dar. Man erkennt eine glatte Kurve (a), mit Pfeilen gekennzeichnete Kinken variabler Ausprägung in (b) und (c) sowie einen Doppelsprung in (d). Der Vollständigkeit wegen sind auch die Up-Sweeps gezeigt (gestrichelt). Die bei Temperaturen zwischen 1,4 und 4,2 K aufgenommenen Messungen stammen von Scheiben unterschiedlicher Abmessungen (Dicke  $t$  und Durchmesser  $D$ ).

Die vier gezeigten Kurven repräsentieren exemplarisch die im Feldbereich der Vortex-Nukleation typischerweise auftretenden Kurvenverläufe: In (a) fällt die Spannung kontinuierlich und, wie ein hier nicht gezeigter Minor Loop beweist, reversibel, ehe der Vortex bei  $H = 17$  mT gebildet wird. In (b) hingegen tritt bei  $H = 23$  mT eine deutlich erkennbare Kinke (mit Pfeil markierter kleiner Sprung) auf. Auch in (c) leitet eine vergleichsweise schwach ausgeprägte Kinke bei  $H = 45$  mT einen stärkeren Abfall der Hall-Spannung ein, bis schließlich bei  $H = 38$  mT die Vortex-Bildung stattfindet. Im Gegensatz dazu weist der Down-Sweep in (d) zwei markante Sprünge bei  $H = 42$  mT und  $H = 27$  mT auf, zwischen denen die Hall-Spannung kontinuierlich fällt.

Vergleicht man zum Beispiel den Verlauf der Hall-Spannung während der Vortex-Nukleation in Abb. 6.2 (a) mit dem in Abb. 6.1 (b), so lässt sich eine große

Ähnlichkeit feststellen, obwohl die Abmessungen der jeweils zugrunde liegenden Scheiben stark voneinander abweichen. Generell konnte in den Hall-Experimenten kein Zusammenhang zwischen Dicke und Durchmesser der untersuchten Scheiben einerseits und dem Verlauf der zugehörigen Hall-Kurve vor der Vortex-Entstehung andererseits nachgewiesen werden. Weder das Auftreten etwaiger Kinken noch deren Größe  $\Delta U_H$  ließen sich vorhersagen. Die einzige Ausnahme bilden Kurvenverläufe wie in Abb. 6.2 (d) mit ihrem charakteristischen Doppelsprung. Sie wurden ausschließlich an Scheiben gemessen, deren Dicke mindestens 40 nm und deren Durchmesser über 500 nm beträgt. Um diese im Experiment beobachteten Phänomene deuten zu können, wurden die im folgenden Abschnitt erörterten mikromagnetischen Simulationen durchgeführt.

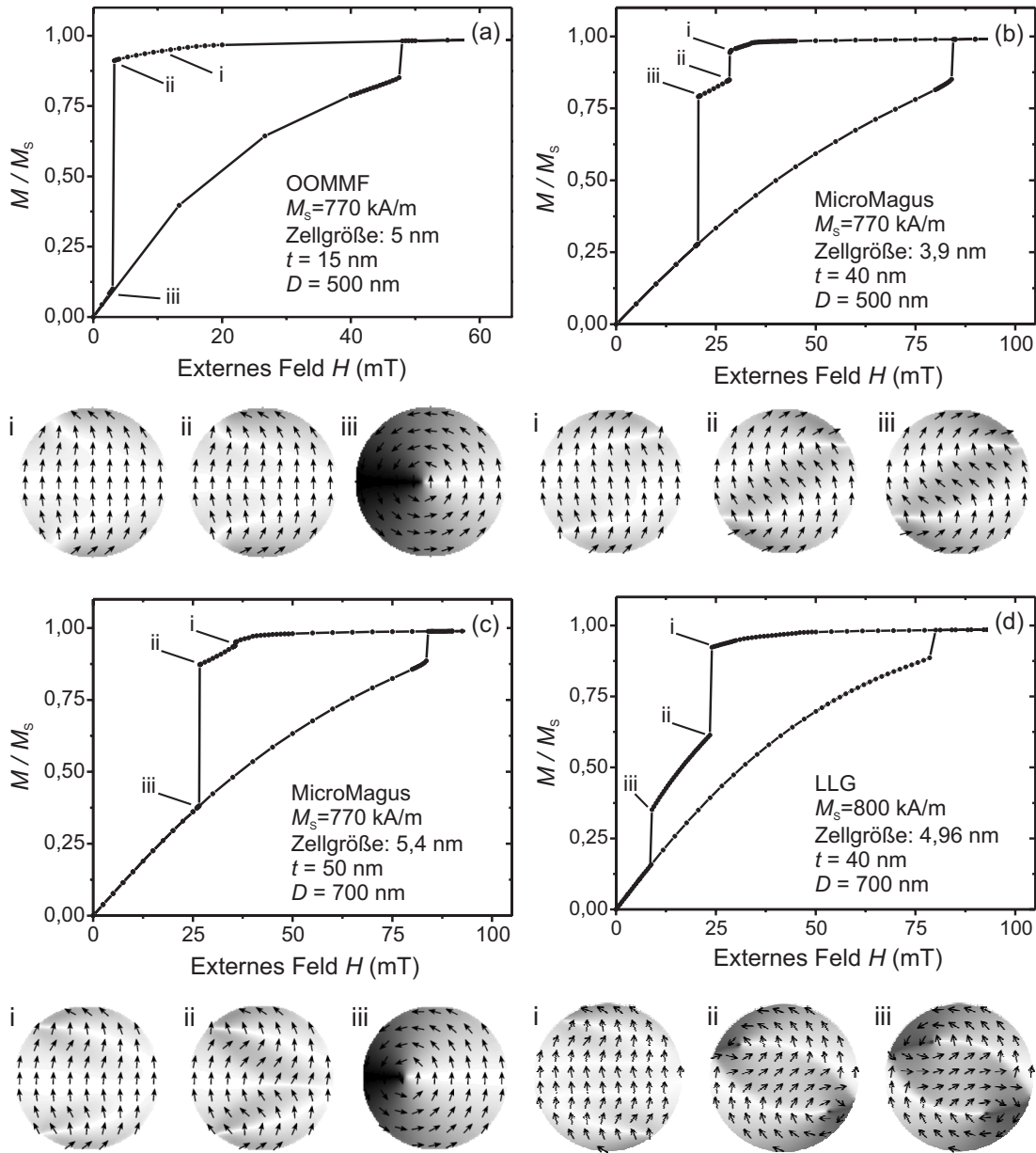
### 6.3 Simulationen zur Vortex-Nukleation

Zur Interpretation der gemessenen Hall-Kurven wurden drei Computer-Codes eingesetzt, nämlich *LLG Micromagnetics Simulator* [130] (in Kap. 3 beschrieben), *OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework)* [160] und *MicroMagus* [161].<sup>2</sup> Wenngleich aus Zeitgründen kein systematischer Vergleich der verschiedenen Codes bzw. der mit ihnen berechneten Resultate erstellt wurde, gewährleistete die Erfahrung aus der Nutzung der verschiedenen Programme doch eine gute Kontrollmöglichkeit zur Abschätzung der Zuverlässigkeit der erhaltenen Daten. Beispielsweise wurde eine Scheibe mit  $t = 40$  nm und  $D = 500$  nm sowohl mit *MicroMagus* als auch *OOMMF* simuliert. Während beide Codes sehr ähnliche Magnetisierungskonfigurationen im Feldbereich vor der Vortex-Entstehung berechneten, traten Abweichungen in den zugehörigen Feldstärken auf. Zum Beispiel ermittelte *MicroMagus* für den Feldwert der Vortex-Entstehung 20 mT, *OOMMF* hingegen 26,5 mT. Neben solchen Diskrepanzen bezüglich der Feldstärken wurde auch festgestellt, dass verschiedene Programme unterschiedliche Routen zur Vortex-Entstehung einschlagen können, d.h. die der Wirbelbildung vorhergehenden Magnetisierungszustände unterschieden sich in ihrer Spinstruktur. Gelegentlich wurde sogar beobachtet, dass ein und dasselbe Programm zu leicht unterschiedlichen Resultaten gelangte, wenn man die Parameter geringfügig variierte. Trotz dieser Einschränkungen bieten die Simulationen eine wichtige Hilfe zur Erklärung der gemessenen Kinken und Doppelsprünge, wie im Folgenden ausgeführt wird.

Die in Abb. 6.3 präsentierten berechneten Magnetisierungskurven weisen ähnliche Verläufe auf wie die in Abb. 6.2 gezeigten gemessenen, obschon sich die Abmessungen der einander entsprechenden Proben mit Ausnahme von (c) unterscheiden. Wie die zugehörigen Magnetisierungskonfigurationen (i), (ii) und (iii)

---

<sup>2</sup>Die hier gezeigten Simulationsergebnisse, die von den Programmen *OOMMF* und *MicroMagus* stammen, wurden von M. Schneider im Rahmen einer Zusammenarbeit zur Verfügung gestellt.



**Abbildung 6.3:** Mit verschiedenen mikromagnetischen Simulationsprogrammen berechnete Hysteresekurven, illustriert durch ausgewählte Magnetisierungskonfigurationen. Während *OOMMF* und *MicroMagus* die Scheibe in ein zweidimensionales Gitter zerlegen (die Zellgröße der quadratischen Grundfläche ist jeweils angegeben), rechnet *LLG* dreidimensional ( $4,96 \times 4,96 \times 10$  nm<sup>3</sup>). Die Austauschkonstante betrug in allen Fällen  $A = 13$  pJ/m (vgl. Abschn. 1.2.4). In (a) und (c) beginnt die Vortex-Nukleation jeweils mit einem c-Zustand, in (b) mit einem s-Zustand und in (d) mit einem Buckling-Muster höherer Ordnung.

in Abb. 6.3 belegen, wird die Vortex-Nukleation in allen Fällen durch die Bildung einer *Buckling-Struktur* eingeleitet: Im Gegensatz zu einer vollständig gesättigten Probe ordnet sich die Magnetisierung mäanderförmig entlang der Feldrichtung an, so dass sich die Spins zumindest teilweise am Probenrand entlang ausrichten können. Je nach Zahl der vorhandenen Mäanderbögen unterscheidet man zwischen c-Zustand (a), (c), s-Zustand (b) und Buckling-Mustern höherer Ordnung (d).<sup>3</sup> Besonders bemerkenswert ist, dass sich die Buckling-Zustände zumeist kontinuierlich mit abnehmender Feldstärke entwickeln, gelegentlich aber bei einer bestimmten Feldstärke abrupt „einknicken“. Sobald dieser Feldwert erreicht wird, vergrößert sich der Winkel zwischen den Spins schlagartig, so dass das resultierende Buckling-Muster ausgeprägter erscheint. Gleichzeitig taucht in der Magnetisierungskurve ein kleiner Sprung, eine Kinke, auf. Beispiele für diesen Mechanismus sind in Abb. 6.3 (b) und (c) gegeben, wobei die Kinke in (b) sehr deutlich zu Tage tritt, während sie in (c) eher unscheinbar ist. Ein weiterer Prozess (hier nicht gezeigt), der zur Bildung einer Kinke führte, wurde mit einer MicroMagus-Simulation an einer Scheibe mit  $t = 20$  nm und  $D = 700$  nm aufgedeckt: Sie vollführte spontan den Übergang von einem asymmetrischen, verzerrten c- zum s-Zustand, der vom Auftreten eines kleinen Sprungs in der Magnetisierungskurve beim entsprechenden Feldwert begleitet war.

Die Vortex-Nukleation in (d) wird von zwei markanten Sprüngen bei  $H = 24$  mT und  $H = 9$  mT dominiert. Wie die Magnetisierungsbilder illustrieren, kündigt der erste Sprung den Übergang vom Buckling-Zustand zu einer Konfiguration an, in welcher sich gleichzeitig zwei magnetische Vortices in der Kreisscheibe befinden. Diese weisen entgegengesetzten Drehsinn auf, die senkrechten Magnetisierungskomponenten in ihren Zentren zeigen jedoch in dieselbe Richtung (im Bild nicht zu sehen). Die Verringerung des externen Feldes führt im Folgenden dazu, dass sich die Vortices zur Scheibenmitte hin bewegen, wobei sie den Abstand voneinander verkürzen. Da während dieses Vorgangs die Bereiche in der Scheibe, in denen die Magnetisierung antiparallel zur ursprünglichen Sättigungsrichtung orientiert ist, wachsen, fällt die Magnetisierungskurve stetig. Sobald eine gewisse Feldstärke unterschritten wird, wird der Doppelvortex-Zustand vom vertrauten (Einfach-)Wirbel ersetzt, wodurch der zweite Sprung in der Ummagnetisierungskurve entsteht.

## 6.4 Diskussion der Ergebnisse

### 6.4.1 Über mannigfache Buckling-Zustände zum Vortex

Unabhängig von ihren exakten Abmessungen starten in den oben beschriebenen Experimenten und Simulationen alle Scheiben im Zustand der magnetischen

---

<sup>3</sup>Der in (c) dargestellte Zustand (ii) wird wegen seiner augenfälligen Ähnlichkeit mit dem Buchstaben *W* auch als w-Zustand bezeichnet [162].

Sättigung. Im Idealfall sind alle Spins parallel ausgerichtet, die Austauschenergie ist minimal, die Streufeldenergie hingegen maximal (s. Abschn. 1.2). Nachdem das externe Feld  $\mathbf{H}$  auf null zurückgefahren wurde, weisen die Scheiben in fast allen Fällen einen Vortex-Zustand auf, wobei das Vortex-Zentrum in der Scheibenmitte liegt. Dann ist die Streufeldenergie minimal, während die Austauschenergie einen deutlichen Zuwachs verzeichnet (s. z.B. die Energiediagramme in [74]). Die Buckling-Konfigurationen stellen Zwischenzustände dar, die sich aus einem Kompromiss zwischen Streufeld- und Austauschenergie entwickeln: Weder führen sie den magnetischen Fluss in geschlossenen Bahnen noch weisen sie Parallelstellung aller Spins auf. Buckling-Zustände können den in Abschn. 1.3.1 beschriebenen *fließenden Magnetisierungskonfigurationen* zugeordnet werden.

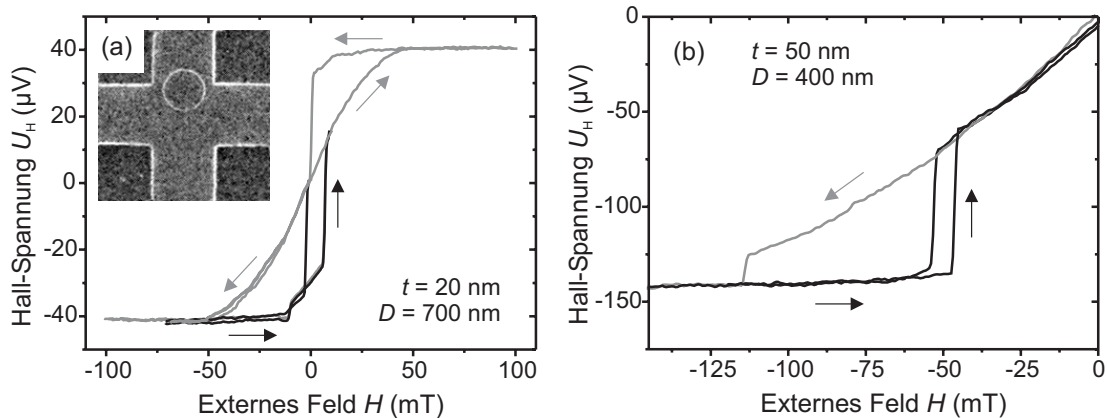
Die in Abschn. 6.3 gezeigten Buckling-Zustände<sup>4</sup> wurden auch von Guslienکو *et al.* mittels mikromagnetischer Simulationen gefunden: Scheiben mit  $t = 30$  nm und  $D = 200$  nm lagen im c-Zustand vor, eine Erhöhung des Durchmessers auf  $D = 500$  nm brachte den Übergang zum s-Zustand mit sich [78]. Systematisch als Funktion der Scheibengröße durchgeführte Simulationen wurden in [162] berechnet und in einem Phasendiagramm zusammengefasst. Aus diesem geht bestätigend hervor, dass der c-Zustand in Scheiben mit kleinerem Durchmesser auftritt, während der s-Zustand Scheiben mit größeren Abmessungen vorbehalten ist. In [169] wird Vortex-Nukleation über den s-Zustand in einer Py-Scheibe mit  $t \approx 17$  nm und  $D = 500$  nm beschrieben. Grundsätzlich erscheint es durchaus plausibel, bei konstanter Dicke  $t$  einen Zusammenhang zwischen der Ordnung des Buckling-Zustands und dem Scheibendurchmesser  $D$  zu vermuten. Unter der Annahme, dass ein Mäanderbogen des Buckling-Musters aufgrund der Austauschenergie eine gewisse Mindestausdehnung aufweisen muss, lassen sich umso mehr solcher Bögen in einer Scheibe unterbringen, je größer ihr Durchmesser ist. Experimentell wurde die Existenz von c- und s-Zuständen in Nanoscheiben mit  $t \leq 20$  nm von Schneider *et al.* mittels Lorentz-mikroskopischer Abbildung nachgewiesen [59]. Hier jedoch konnte kein unmittelbarer Zusammenhang zwischen dem Auftauchen von c- oder s-Zustand und dem Scheibendurchmesser festgestellt werden. Für  $D \geq 350$  nm dominierte zwar der s-Zustand, doch wurde der c-Zustand auch noch in Scheiben mit  $D \geq 800$  nm beobachtet.

Die in diesem Kapitel beschriebenen Hall-Messungen stellen die ersten experimentellen Untersuchungen dar, in welchen systematisch nach einem Zusammenhang zwischen dem Vortex-Nukleationsmechanismus und den Scheibenabmessungen gesucht wurde. Beim Vergleich verschiedener Proben diente der Verlauf der Hall-Spannung im Feldbereich der Vortex-Nukleation als Indikator für Unterschiede in der Vortex-Entstehung. Als besonders nützlich erwiesen sich da-

---

<sup>4</sup>c- und s-Zustände existieren auch in rechteckigen und quadratischen Dünnschicht-Elementen, wie in [163, 164, 165, 166, 167, 168] mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen und elektronenmikroskopischer Untersuchungen nachgewiesen wurde. Die Ausrichtung der Magnetisierung entlang der Probenränder führt zu einer Verringerung der Streufeldenergie, verglichen mit dem Zustand vollständiger Sättigung.





**Abbildung 6.4:** (a) Die grauen Kurven beschreiben die gesamte Ummagnetisierung der Scheibe und dienen dazu, die Minor Loops (schwarz) besser einordnen zu können. Interessanterweise sind die für gewöhnlich deutlich erkennbaren Sprünge der Vortex-Vernichtung in diesen Kurven nicht zu sehen, was darauf schließen lässt, dass sie aufgrund der Verarmungszone außerhalb der aktiven Fläche stattfinden. Die Minor Loops offenbaren unterschiedliches magnetisches Verhalten (Vortex-Entstehung bei 6 bzw.  $-3$  mT), obwohl die experimentellen Bedingungen nicht verändert wurden. Das Inset zeigt eine REM-Aufnahme der Probe. (b) Voneinander abweichende Feldstärken für die Vortex-Bildung in aufeinander folgenden Messungen.

bei die in variierenden Ausprägungen auftretenden Kinken, die meist von einer spontanen Intensivierung des Buckling-Musters herrühren und in diesen Untersuchungen erstmals nachgewiesen wurden. Wie in Abschn. 6.2 geschildert, konnte jedoch — im Widerspruch zu den Simulationsergebnissen von Guslienکو *et al.* [78] bzw. Ha *et al.* [162] — kein direkter Zusammenhang zwischen Scheibengröße und Nukleationsmodus festgestellt werden: Mit Ausnahme der charakteristischen Doppelsprünge, die nur in größeren Scheiben auftraten, war keine Korrelation zwischen dem Kurvenverlauf und den Scheibenabmessungen auffindbar.

Wie lässt sich diese Diskrepanz zwischen den in der Literatur berichteten Simulationen einerseits und den Experimenten andererseits erklären? Ein plausibler Ansatz besteht darin, dass sich die diversen Buckling-Zustände hinsichtlich ihrer Energien nur unwesentlich voneinander unterscheiden.<sup>5</sup> Gestützt wird dieses Bild von Hall-Messungen an nominell identischen Scheiben, die unterschiedliche Hysteresekurven ergaben (hier nicht gezeigt). Selbst aufeinander folgende Messungen an ein und derselben Nanoscheibe bei tiefen Temperaturen (1,4 bis 4,2 K) können in unterschiedlichen Kurvenverläufen resultieren, obwohl die experimentellen Bedingungen zwischenzeitlich nicht verändert wurden: Die beiden schwarzen Minor

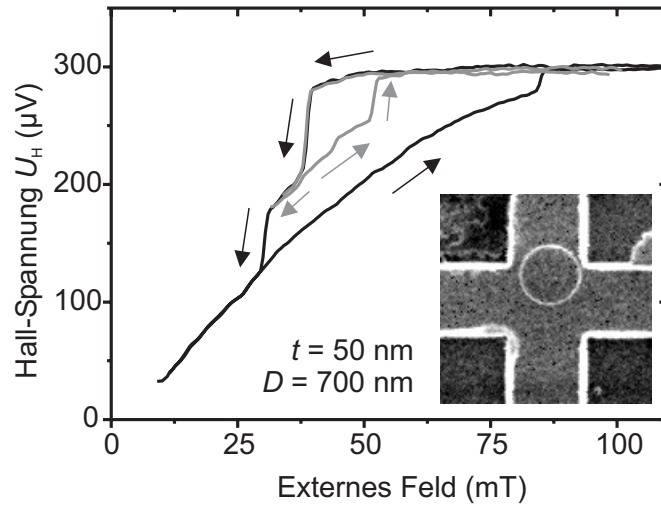
<sup>5</sup>In [167] wichen die Energien von c- und s-Zustand in den untersuchten Py-Quadraten (Dicke: 10 nm, Kantenlänge: 500 nm) nur um 0,2 % voneinander ab. Dennoch resultierten die beiden Zustände in völlig unterschiedlichen Ummagnetisierungsmechanismen.



Loops in Abb. 6.4 (a) wurden direkt nacheinander aufgenommen, wobei die Kreisscheibe vorher beide Male bei  $H = -70$  mT gesättigt worden war; trotzdem trat eine Schaltfelddifferenz von  $\Delta H = 9$  mT auf. Die experimentellen Bedingungen wurden im Zeitraum der Messungen konstant gehalten, der einzige Unterschied bestand in der magnetischen Vorgeschichte. Die in Abb. 6.4 (b) sichtbare Änderung des Vortex-Entstehungsfeldes von  $-54$  mT auf  $-47$  mT wurde allein durch unterschiedliche Sättigungsfelder ( $-120$  bzw.  $-150$  mT) bewirkt. Offensichtlich können bereits kleine, während der Probenherstellung entstandene Defekte, z.B. Unebenheiten auf der Scheibenoberfläche oder Randrauigkeiten, entscheidenden Einfluss auf die Magnetisierungsprozesse der Vortex-Nukleation nehmen. Auch die magnetische Vorgeschichte spielt eine dominierende Rolle, wie die Beispiele in Abb. 6.4 demonstrieren und was im folgenden Abschnitt noch einmal aufgegriffen wird. Mikromagnetische Simulationen hingegen beschreiben die Situation unter vergleichsweise idealisierten Bedingungen. Etwaige Defekte bleiben unberücksichtigt, und üblicherweise dienen gut definierte Magnetisierungszustände als Ausgangspunkt einer Rechnung.

### 6.4.2 Die Doppelvortex-Konfiguration

In Bezug auf den Doppelvortex-Zustand von Abb. 6.3 (d) lagen bisher nur wenige Befunde vor. In [78] wird erwähnt, dass nach der Formung eines s-Zustands in einer Py-Scheibe mit  $t = 30$  nm und  $D = 500$  nm zwei Vortices am Scheibenrand entstanden. Experimentell wurden Doppelvortex-Konfigurationen mit MFM [84, 170] und LTEM [87, 171] in elliptischen Partikeln abgebildet, ein überzeugender Nachweis in Scheiben mit  $D \leq 1$   $\mu\text{m}$  blieb bisher jedoch aus. Dafür mögen mehrere Gründe verantwortlich sein. Im Hinblick auf die beabsichtigte Verwendung der untersuchten Dünnschicht-Elemente in Datenspeichern und Sensoren beträgt die Dicke der strukturierten Schichten zumeist deutlich unter 40 nm, um die Schaltfelder gering zu halten. Die Lorentz-Mikroskopie erreicht in einem Schichtdickenbereich von ca. 20 – 30 nm die günstigsten Abbildungsbedingungen, bei dickeren Elementen wird die Auflösung durch stärker werdende Absorption reduziert. MFM-Untersuchungen wiederum sind mit dem Nachteil behaftet, dass die Magnetisierung der Probe vom Streufeld der zur Messung verwendeten magnetischen Spitze beeinträchtigt wird. Dies mag die Ursache dafür liefern, dass die in [172] geschilderten MFM-Beobachtungen von Doppelvortex-Zuständen in Py-Scheiben mit  $D = 800$  nm und variierender Dicke  $t$  zum Teil den hier gefundenen Resultaten widersprechen. Erstens verläuft dort auch der Übergang vom Einfachvortex zur Sättigung über eine metastabile Doppelvortex-Konfiguration, während die Hall-Messungen (wie auch die Simulationen) zeigten, dass der Einfachvortex in *einem* Sprung vernichtet wird, um einer (beinahe) homogenen Magnetisierung Platz zu machen. Zweitens wird in [172] berichtet, dass der Doppelvortex nur in dünnen Scheiben ( $t = 5, 10, 20$  nm) auftritt, nicht aber in solchen mit einer Dicke von  $t = 50$  nm. Im Gegensatz dazu tauchte der Doppelsprung in den



**Abbildung 6.5:** Die dargestellten Hall-Spannungskurven entspringen Messungen an derselben Probe (s. Inset) wie die Daten in Abb. 6.2 (c), allerdings wurde die Scheibe vor der hier gezeigten Messung bei 1,0 T gesättigt. Der graue Minor Loop wurde durch Umkehr der Sweep-Richtung nach erfolgtem ersten, aber vor Erreichen des zweiten Sprungs erhalten.

Hall-Messungen und Simulationen nur in Scheiben mit  $t \geq 40 \text{ nm}$  auf. Die Ähnlichkeit der Kurvenverläufe in Abb. 6.2 (d) und 6.3 (d) spricht jedenfalls für eine korrekte Interpretation des Doppelsprungs als Entstehung und Vernichtung einer Doppelvortex-Konfiguration. Da die Austauschenergie linear, die Streufeldenergie aber quadratisch mit der Schichtdicke  $t$  anwächst, ist es plausibel, dass nur ausreichend dicke Elemente zwei Vortices beherbergen können. Schließlich ist die Austauschenergie dieser Konfiguration ebenfalls höher als die eines Einfachvortex.<sup>6</sup> Überdies ist auch ein Mindestdurchmesser erforderlich, um die beiden Vortices innerhalb der Scheibe unterzubringen, ohne dass die Austauschenergie zu sehr ansteigt. Diese Betrachtungen lassen sich gut mit dem in dieser Arbeit gefundenen Resultat, dass eine Doppelvortex-Konfiguration nur in größeren Scheiben erscheint, in Einklang bringen.

Ein weiterer experimenteller Beweis dafür, dass der Vortex-Nukleationsmechanismus von der magnetischen Vorgeschichte der Kreisscheibe mitbestimmt wird (s. Diskussion im vorhergehenden Abschnitt), ist in Abb. 6.5 dargestellt. Die Messung stammt von derselben Kreisscheibe wie die Hysteresekurve in 6.2 (c) und zeigt nun den für einen Doppelvortex typischen Doppelsprung. Während die Messung in 6.2 (c) nach Abmagnetisierung der Probe und anschließender Sättigung bei 150 mT erfolgte, wurden die Hysteresekurven in Abb. 6.5 nach

<sup>6</sup>Dies wird durch die Daten der mikromagnetischen Simulation, deren Hysteresekurven in Abb. 6.3 (d) zu sehen sind, belegt.

Sättigung bei 1,0 T aufgenommen. Eine Verringerung des externen Feldes führt zur Bildung des Doppelvortex bei  $H = 39$  mT (erster Sprung), der bei einer Feldstärke von  $H = 31$  mT spontan vom Einfachvortex abgelöst wird (zweiter Sprung). Der graue Minor Loop entstand durch Umkehr der Sweeprichtung zwischen diesen beiden Feldwerten. Die Diskontinuität bei  $H = 52$  mT deckt auf, dass der Doppelvortex-Zustand abrupt in den Zustand beinahe homogener Magnetisierung übergeht, sobald eine maximale Feldstärke überschritten wird. Aus diesen Daten geht hervor, dass die Doppelvortex-Konfiguration in dem Feldintervall von 31 bis 52 mT stabil ist.

Die Kreisscheibe von Abb. 6.5 kann — je nach magnetischer Vorgeschichte — direkt vom Buckling-Zustand zum Einfachvortex übergehen oder, wie im vorhergehenden Absatz geschildert, vorübergehend eine Doppelvortex-Konfiguration als metastabilen Zwischenzustand annehmen. Um dieses Phänomen etwas näher zu beleuchten, empfiehlt sich ein Vergleich mit einer Arbeit von Jubert *et al.*, in welcher selbstorganisierte, epitaktische Fe-Inseln im Ultrahochvakuum hergestellt und anschließend mit MFM untersucht wurden [173]. Wenngleich diese Fe-Inseln als vergleichsweise perfekte, defektfreie Partikel betrachtet werden können, wurden in einander ähnlichen Teilchen zwei remanente Zustände unterschiedlicher Energie, nämlich eine Landau-Struktur und eine Konfiguration mit zwei Vortices, beobachtet. Das Problem wurde mit numerischen Simulationen angegangen. Im Falle symmetrischer Konstellationen ergab sich der Doppelvortex-Zustand. Sobald jedoch die Symmetrie des Partikels durch eine leichte Formänderung gebrochen wurde, stellte sich die Landau-Struktur ein. Möglicherweise lässt sich daraus eine Erklärung für das Verhalten der Scheibe von Abb. 6.5 ableiten: Die für den Doppelvortex charakteristische Kurvenform trat erst nach Sättigung in einem starken externen Feld ( $H = 1,0$  T) auf, nachdem also alle Spins möglichst parallel ausgerichtet worden waren. Der Einfachvortex hingegen entstand nach Sättigung bei nur 150 mT, einer Feldstärke, bei der vermutlich keine vollständige Parallelstellung der Spins erreicht werden konnte. Gebiete innerhalb der Scheibe, in denen die Magnetisierung von der Richtung des externen Feldes abwich, können die Symmetrie des Systems schon zu Beginn des Ummagnetisierungsvorgangs gebrochen haben. Berücksichtigt man ganz allgemein, dass die lithographisch hergestellten Proben dieser Arbeit mit ihren Rauigkeiten und Defekten vergleichsweise komplexe Systeme darstellen, so ist es nicht verwunderlich, eine Fülle möglicher Vortex-Nukleationsprozesse zu beobachten.

## 6.5 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Diesem Kapitel liegen systematische Hall-Untersuchungen des Vortex-Nukleationsmechanismus in Py-Scheiben mit Dicken zwischen 20 und 60 nm und Durchmesser von 300 bis 800 nm zugrunde. Im Feldbereich der Vortex-Nukleation traten stetig verlaufende Kurven als auch Kinken unterschiedlicher Ausprägung und

markante Doppelsprünge auf. Mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen wurde gezeigt, dass die Kinken durch ein plötzliches „Einknicken“ einer Buckling-Konfiguration wie c- oder s-Zustand entstehen können. Der Doppelsprung hingegen rührt von einem über einen bestimmten Bereich des externen Feldes stabilen Doppelvortex-Zustand her. Mit Ausnahme dieses charakteristischen Magnetisierungsmusters, welches nur in größeren Scheiben (Dicke mindestens 40 nm, Durchmesser über 500 nm) in Erscheinung tritt, ließ sich kein Zusammenhang zwischen den Scheibenabmessungen und dem Nukleationsmechanismus nachweisen. Stattdessen verhielten sich nicht nur nominell identische Teilchen, sondern sogar ein und dieselbe Kreisscheibe in aufeinander folgenden Ummagnetisierungsvorgängen unterschiedlich. Dies legt den Schluss nahe, dass selbst kleinere Defekte als auch die magnetische Vorgeschichte eine entscheidende Rolle während der Vortex-Nukleation spielen.

Was sind die Konsequenzen aus diesen Resultaten? Zieht man die mannigfachen magnetischen Prozesse in Betracht, die während der Vortex-Nukleation ablaufen können, so ist die Anwendbarkeit von integralen Messmethoden zur Lösung bestimmter Fragestellungen ernsthaft in Zweifel zu ziehen. Messmethoden, welche sich der simultanen Ummagnetisierung einer großen Zahl als gleichwertig erachteter Partikel bedienen, können durch Mittelung über verschiedene magnetische Abläufe in unterschiedlichen Scheiben zu verfälschten Ergebnissen gelangen. Auch bei der Verwendung von Methoden, bei denen die Eigenschaften eines einzelnen Teilchens durch Integration über viele aufeinander folgende Magnetisierungszyklen erkundet werden, ist Vorsicht geboten.

In Bezug auf die hier untersuchten Nanoscheiben bleibt noch festzuhalten, dass die Vortex-Nukleation ein sehr komplizierter und schwer zu kontrollierender Vorgang ist. Aus anwendungstechnischer Sicht stellt sich daher die Frage, ob Nanoteilchen, deren Ummagnetisierung sich über Entstehung, Transport und Vernichtung eines magnetischen Vortex vollzieht, grundsätzlich für den Einsatz in magnetoelektronischen Geräten geeignet sind. Bedenkt man die Häufigkeit, mit der Vortices in magnetischen Nanoteilchen auftauchen (vgl. Abschn. 1.3.3), ist dieses Problem durchaus ernst zu nehmen. Ein möglicher Ausweg besteht darin, auf die Vortex-Nukleation zu verzichten und den Vortex stattdessen permanent in der Scheibe zu halten und zu kontrollieren. Wie diese „Zähmung des Wirbels“ durchgeführt werden kann, wird in den folgenden Kapiteln geschildert.



# Kapitel 7

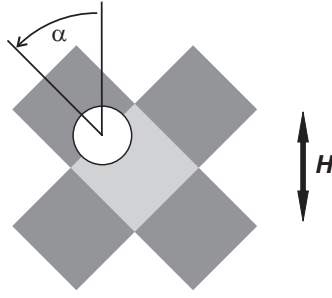
## Vortex-Pinning an individuellen Punktdefekten

Während der Untersuchungen zur Vortex-Nukleation, die im vorhergehenden Kapitel beschrieben wurde, trat bei einigen auf Hall-Kreuze strukturierten Py-Scheiben eine Besonderheit auf: Sie enthielten einen von oben betrachtet annähernd runden Defekt in der Größenordnung von 50 nm, der meist nahe dem Scheibenzentrum platziert war. Die Herkunft dieser im Folgenden als *Punktdefekte* bezeichneten Gebilde ist unklar, doch ist es nahe liegend zu vermuten, dass während des Entwickelns nicht entfernter Resist zu ihrer Entstehung führte. Wenn diese Annahme korrekt ist, bestehen die Punktdefekte im Wesentlichen aus nicht-magnetischen Einschlüssen innerhalb der betroffenen Scheiben.

Spontan ist man vermutlich geneigt anzunehmen, dass das ohnehin komplexe magnetische Verhalten der Scheiben durch die Wirkung der Punktdefekte gänzlich unvorhersagbar wird. Wie die im Folgenden präsentierten Messungen und mikromagnetischen Simulationen beweisen werden, ist dies jedoch nicht der Fall. Vielmehr erhält man zuverlässig reproduzierbare Ergebnisse, welche darauf hinweisen, dass die magnetische Wirbelstruktur mit Hilfe von Punktdefekten kontrolliert werden kann.

### 7.1 Vortex-Pinning in Hall-Messungen

Die hier beschriebenen Messungen wurden bei niedrigen Temperaturen im Bereich zwischen 1,4 und 4,2 K durchgeführt. In allen Experimenten verlief das externe Feld  $\mathbf{H}$  parallel zur Scheibenebene. Dank des drehbaren Probenhalters (s. Abschn. 4.1) konnte die Probe dabei so im homogenen externen Feld gedreht werden, dass dieses unter verschiedenen Winkeln  $\alpha$  relativ zur Scheibe verlief (s. Abb. 7.1). Bei der Auswertung der erhaltenen Messkurven gilt es zu berücksichtigen, dass sich für unterschiedliche Drehwinkel  $\alpha$  auch die Lage der aktiven Fläche bezüglich des von der Scheibe ausgehenden Streufelds verändert, woraus Verzerrungen in den



**Abbildung 7.1:** Durch Rotation um den Winkel  $\alpha$  lässt sich die Richtung des Magnetfelds  $\mathbf{H}$  in der Scheibenebene variieren.

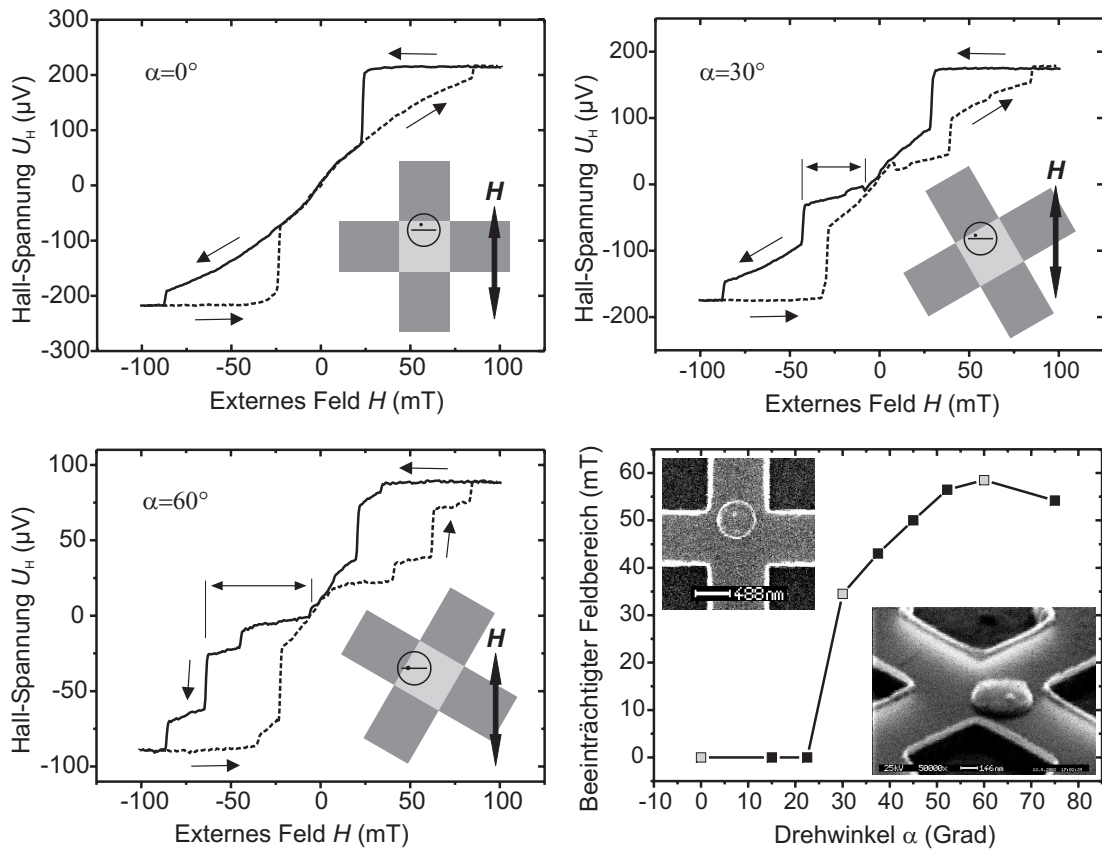
gemessenen Spannungskurven resultieren können. Einen schwerwiegenden Nachteil stellt dies indes nicht dar, da die Abfolge von Sprüngen und kontinuierlichen Kurvenabschnitten dennoch eine Interpretation zulässt.

Inwiefern kann die Drehbarkeit der Probe nützlich sein? Bestünde diese lediglich aus einer vollkommen symmetrischen Kreisscheibe, so ließen sich selbstverständlich keinerlei Unterschiede für verschiedene  $\alpha$  feststellen. Von entscheidender Bedeutung ist, dass die hier betrachteten Scheiben zusätzlich einen dezentral gelegenen Punktdefekt enthalten: Sobald die Richtung von  $\mathbf{H}$  verändert wird, dreht sich auch die Raumrichtung, in welcher der Pfad eines bereits vorhandenen Vortex im externen Feld verschoben wird, um denselben Winkel, da die Verschiebung des Vortex immer senkrecht zur Richtung von  $\mathbf{H}$  stattfindet. Durch Drehen der Probe kann man folglich den Pfad wählen, dem der Vortex innerhalb der Scheibe während einer Ummagnetisierung folgt. Insbesondere lässt sich sein Abstand zum Punktdefekt variieren.

### 7.1.1 Erste Hinweise auf Wechselwirkung zwischen Vortex und Defekt

In Abb. 7.2 sind Ummagnetisierungskurven (Down-Sweep durchgezogen, Up-Sweep gestrichelt) einer Py-Scheibe mit dezentral positioniertem Punktdefekt für unterschiedliche  $\alpha$  gezeigt. Die Hystereseschleife im Fall  $\alpha = 0^\circ$  weist das für ein scheibenförmiges Teilchen typische Aussehen auf (s. Kap. 6). Man registriert den die Vortex-Entstehung begleitenden Sprung bei 24 mT und die Vernichtung des Vortex bei -87 mT, im dazwischen liegenden Feldbereich wird die Wirbelstruktur reversibel in der Scheibe bewegt. Auch für  $\alpha = 15^\circ$  und  $\alpha = 22,5^\circ$  (im Bild nicht gezeigt) sind ähnliche Hystereseschleifen zu beobachten, die keine Anzeichen von der Präsenz des Punktdefekts verraten. Der den Fall  $\alpha = 30^\circ$  repräsentierende Graph hingegen weist einige Besonderheiten auf, von denen Abschnitte verringerter Steigung am auffälligsten sind. Sie treten im Feldbereich von -8 bis -42 mT während des Down-Sweeps und von 8 bis 39 mT während des Up-Sweeps auf





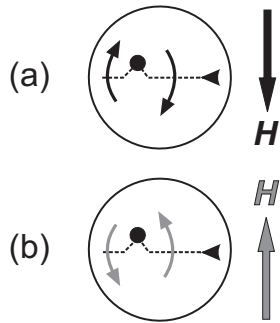
**Abbildung 7.2:** Hall-Messungen an einer Py-Scheibe mit  $t = 40$  nm und  $D = 500$  nm (s. REM-Bilder) für unterschiedliche Drehwinkel  $\alpha$ . Die Insets skizzieren die jeweilige experimentelle Situation, insbesondere die Lage des Defekts und den Pfad des Vortex innerhalb der Scheibe. Der Graph rechts unten zeigt den Zusammenhang zwischen der Ausdehnung des beeinträchtigten Feldbereichs (in den Graphen für  $\alpha = 30^\circ$  und  $\alpha = 60^\circ$  mit einem Doppelpfeil gekennzeichnet) und dem Drehwinkel  $\alpha$  (Datenpunkte aus den abgebildeten Graphen grau).

und werden jeweils durch eine Diskontinuität in der Kurve terminiert. Vergrößert man den Winkel  $\alpha$  in Schritten von  $7,5^\circ$  und zeichnet jeweils eine komplette Hystereseschleife auf, so stellt sich heraus, dass dieser Feldbereich, in dem die Hall-Spannung flacher verläuft als gewöhnlich erwartet, stetig anwächst. Bei  $\alpha = 60^\circ$  erreicht er schließlich ein Maximum von  $59$  mT, ehe er für  $\alpha = 75^\circ$  bereits wieder einen kleineren Wert annimmt. Dies ist im rechten unteren Graphen von Abb. 7.2 veranschaulicht. Darüber hinaus wird das Plateau jeweils von einem kleinen Sprung unterbrochen, der während des Down-Sweeps für  $\alpha = 30^\circ$  bei  $-19$  mT und für  $\alpha = 60^\circ$  bei  $-44$  mT auftritt.

Eine plausible Erklärung dieser Messungen lässt sich finden, indem man die Skizzen in den Insets von Abb. 7.2 betrachtet. Sie sind einer ebenfalls dargestell-

ten REM-Aufnahme nachempfunden und zeigen den Hall-Sensor, die auf ihm deponierte Scheibe und den in ihr enthaltenen Punktdefekt. Die zusätzlich in die Scheiben eingezeichneten waagrechten Linien symbolisieren den Weg, den das Vortex-Zentrum im Verlauf der Ummagnetisierung einschlagen würde, wenn man von einer Beeinträchtigung durch den Defekt absieht. Wie oben erwähnt, erfolgt die Bewegung des Vortex senkrecht zur Richtung des angelegten Felds  $\mathbf{H}$  und kreuzt den Mittelpunkt der Scheibe. Offensichtlich wird der Abstand zwischen dieser Linie und dem Defekt mit zunehmendem Drehwinkel  $\alpha$  kleiner. Deshalb beobachtet man „normales“ Verhalten, solange die Distanz zwischen dem Vortex-Kern und dem Punktdefekt ausreichend groß ist, was in der Messung für  $0 \leq \alpha \leq 22,5^\circ$  der Fall ist. Sobald jedoch eine gewisse Mindestdistanz zwischen Vortex-Kern und Defekt unterschritten wird, kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen den beiden, die für  $\alpha \geq 30^\circ$  Spuren in den Hall-Spannungskurven hinterlässt. Bestärkt wird dieser Erklärungsansatz durch die Beobachtung, dass die größte Abweichung bei  $\alpha = 60^\circ$  auftritt. Aus einer graphischen Auswertung der REM-Aufnahme geht nämlich hervor, dass der Punktdefekt für  $\alpha = 64^\circ$  genau auf dem Pfad des Vortex-Kerns liegt.

Ist dieser Erklärungsansatz richtig, so lassen sich aus diesen Experimenten Rückschlüsse auf den Drehsinn des magnetischen Wirbels ziehen, was beispielsweise bei den Hall-Messungen von Kap. 6 nicht möglich ist. Vergleicht man in Abb. 7.2 die beiden Ummagnetisierungskurven für  $\alpha = 30^\circ$ , so ist festzustellen, dass die auf eine Wechselwirkung zwischen Vortex und Defekt hinweisenden Plateaus in Down- und Up-Sweep etwa bei Feldwerten umgekehrten Vorzeichens auftreten. Generell erscheinen Down- und Up-Sweep einander sehr ähnlich, beinahe als könne man sie durch eine Spiegelung am Ursprung ineinander überführen. Dies bedeutet indes nichts anderes, als dass bei Feldstärken umgekehrten Vorzeichens auch die Hall-Spannung zwar denselben Betrag, aber entgegengesetztes Vorzeichen besitzt. Wie die Skizzen in Abb. 7.3 veranschaulichen, wird dies dadurch ermöglicht, dass der Vortex beim Up-Sweep (b) etwa an derselben Stelle entsteht wie zuvor während des Down-Sweeps (a), jedoch mit geänderten Drehsinn. Da sowohl die Feldrichtung als auch der Drehsinn umgekehrt wurden, erfolgt seine Verschiebung anschließend entlang desselben Wegs innerhalb der Scheibe



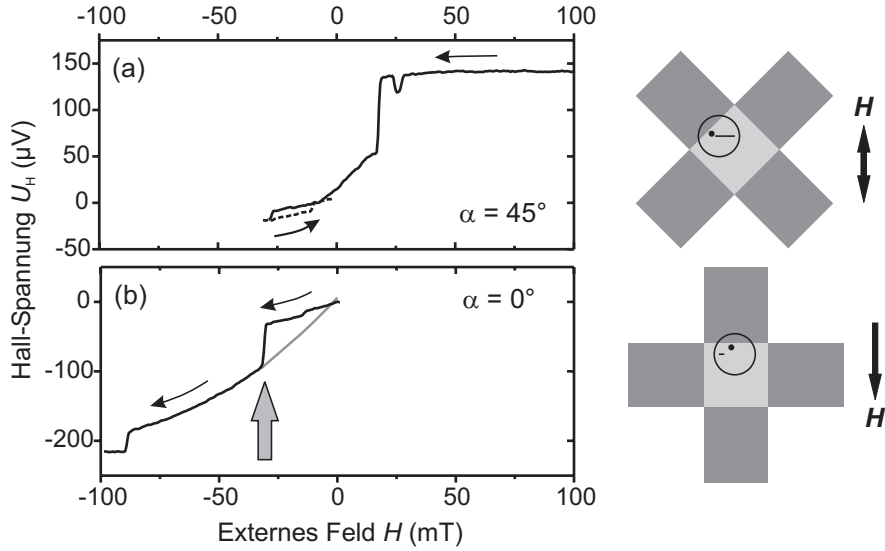
**Abbildung 7.3:** Die beiden Skizzen beziehen sich auf die experimentelle Situation für  $\alpha = 30^\circ$  und dienen der Interpretation der entsprechenden Ummagnetisierungskurven in Abb. 7.2. Wenn der Drehsinn des Vortex bei Down-Sweep (a) und Up-Sweep (b) entgegengesetzt gerichtet ist, folgt der Vortex in beiden Fällen demselben Pfad innerhalb der Scheibe. Die Pfeile außerhalb der Scheiben geben jeweils die Richtung der Feldänderung an.

wie beim vorhergehenden Down-Sweep. Bei beiden Ummagnetisierungsvorgängen wird der Vortex in der rechten Scheibenhälfte gebildet, überquert das Scheibenzentrum und tritt kurz danach mit dem Punktdefekt in Wechselwirkung. Nach Verlassen des Plateaus deutet der Verlauf der Spannungskurven auf fortgesetzte Verschiebung und Vernichtung des Vortex in der linken Scheibenhälfte hin.

### 7.1.2 Bestätigung des Vortex-Pinning am Defekt

Das folgende Experiment wurde an derselben Probe durchgeführt wie die oben beschriebenen und dient dazu, einen tieferen Einblick in das Wesen der Wechselwirkung zwischen Vortex und Punktdefekt zu erhalten. Im ersten Schritt wurde die Probe für  $\alpha = 45^\circ$  in einem positiven Feld der Stärke 100 mT gesättigt, bevor das Feld auf  $-31$  mT gefahren wurde. Sowohl die ab  $H = -8$  mT einsetzende Verringerung der Steigung als auch der kleine Sprung bei  $-27$  mT lieferten unverkennbare Anzeichen, dass die Vortex-Struktur mit dem Punktdefekt in Wechselwirkung getreten war, s. Abb. 7.4 (a). Deshalb wurde die Sweeprichtung bei  $H = -31$  mT umgekehrt und das externe Feld auf null zurückgefahren, wobei der Feldbereich reduzierter Suszeptibilität nicht verlassen wurde. Anschließend wurde die Probe in Remanenz auf  $\alpha = 0^\circ$  zurückgedreht, ehe im zweiten Schritt des Experiments der Down-Sweep fortgesetzt wurde. Wie in Abb. 7.4 (b) demonstriert, verläuft die Hall-Spannung zunächst relativ flach und weist nur eine geringe Steigung auf. Bei  $H = -30$  mT ereignet sich ein markanter Sprung, bevor die Ummagnetisierung in vertrauter Weise mit der Sättigung der Scheibe endet. Das Verhalten der Scheibe im Feldbereich zwischen 0 und  $-30$  mT steht in eklatantem Widerspruch zu dem Down-Sweep in Abb. 7.2 für  $\alpha = 0^\circ$ , in dem weder ein Plateau noch ein Sprung zu sehen sind, obwohl während der Messung die gleichen experimentellen Bedingungen herrschten. Ab  $-30$  mT jedoch verlaufen die beiden Messkurven praktisch deckungsgleich.

Das Resultat dieses Experiments lässt sich unter der Annahme erklären, dass der zentrale Bereich der magnetischen Wirbel-Struktur an dem Punktdefekt gepinnt, also eingefangen und festgehalten werden kann. Im ersten Schritt ( $\alpha = 45^\circ$ ) wird die Distanz zwischen Vortex-Kern und Punktdefekt bei geeigneten Werten des externen Feldes  $\mathbf{H}$  ausreichend klein, um den Pinning-Prozess zu initiieren, vgl. auch Abb. 7.2. Selbst wenn das Feld anschließend auf null zurückgesweept wird, bleibt der Vortex-Kern am Punktdefekt haften, wie der flache Verlauf der Hall-Spannung während des Up-Sweeps zeigt. Dadurch erhält man nach der Rotation der Probe auf  $\alpha = 0^\circ$  in Remanenz eine magnetische Konfiguration, welche nicht zugänglich ist, wenn bereits der Down-Sweep im ersten Teil des Experiments bei  $\alpha = 0^\circ$  durchgeführt wird: Dann nämlich läuft der Vortex-Kern geradewegs unter dem Defekt hindurch, ohne mit diesem in Wechselwirkung zu treten. Hat jedoch ein Pinning-Prozess stattgefunden und wird der Down-Sweep für  $\alpha = 0^\circ$  zu negativen Feldstärken hin gestartet, so wird der Vortex-Kern zunächst noch am Punktdefekt festgehalten. Erst wenn die treibende Kraft durch das anwach-



**Abbildung 7.4:** (a) Down-Sweep von 100 mT auf  $-31$  mT, gefolgt von einem Up-Sweep (gestrichelt) bis  $H = 0$ , beide bei  $\alpha = 45^\circ$ . Die verringerte Steigung der Kurven bei negativen Feldstärken ist eine Folge der Wechselwirkung zwischen Vortex und Defekt. (b) Fortsetzung des Down-Sweeps für  $\alpha = 0^\circ$ . Im Vergleich zum Verlauf der entsprechenden Kurve in Abb. 7.2 (hier grau eingezeichnet) beginnt die Kurve mit einem Plateau, welches bei  $H = -30$  mT abrupt terminiert wird (dicker Pfeil). Die Skizzen rechts im Bild veranschaulichen die experimentelle Situation.

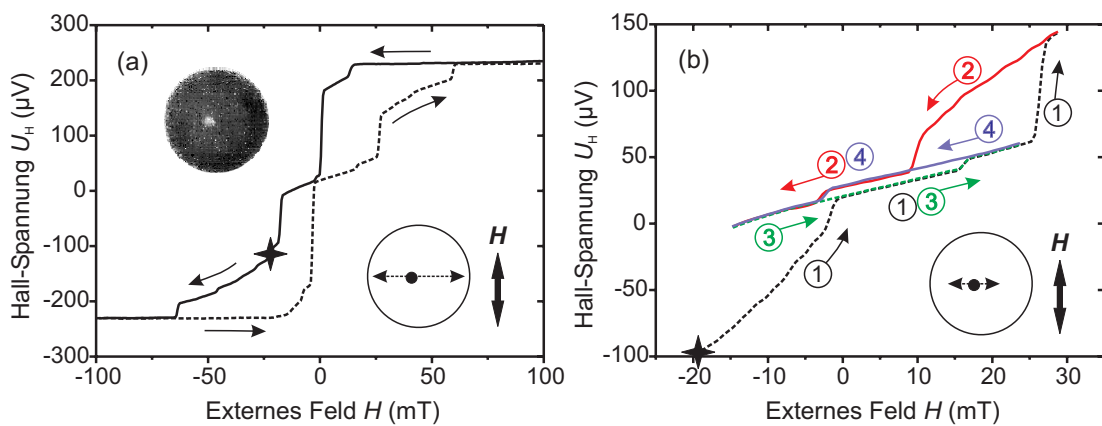
sende externe Feld eine gewisse Grenze überschreitet (hier bei  $-30$  mT), wird der Vortex-Kern vom Defekt losgerissen. Dieser Vorgang erfolgt spontan und verursacht einen deutlichen Sprung in der Spannungskurve. Die resultierende Situation stimmt mit der Magnetisierungskonfiguration überein, die auch ohne vorhergehenden Pinning-Vorgang bei dieser Feldstärke vorliegt, so dass fortan der bereits in Abb. 7.2 beobachtete Kurvenverlauf verfolgt wird.

### 7.1.3 Vortex-Pinning im Detail

In diesem Abschnitt wird detailliert untersucht, wie sich die Pinning- und Depinning-Prozesse der Vortex-Struktur am Punktdefekt auf die gemessenen Hall-Spannungskurven auswirken. Als Probe dient eine Py-Scheibe mit  $t = 30$  nm und  $D = 700$  nm, deren Defekt bei  $\alpha = 0^\circ$  fast genau auf dem Pfad des Vortex liegt, so dass in diesem Experiment auf Drehungen der Probe verzichtet werden kann. Wie die Insets in Abb. 7.5 (a) zeigen, ist der Defekt nicht mittig platziert, sondern etwas aus dem Zentrum der Scheibe gerückt.

Die Hystereseschleife in Abb. 7.5 (a) weicht stark von den beispielsweise in Abb. 6.1 gezeigten Hystereseschleifen ab, die von Nanoscheiben ohne Defekt stam-

men. Verantwortlich für das eigentümliche Aussehen ist das Plateau, welches sich über den Feldbereich von  $-17$  bis  $26$  mT erstreckt und in Scheiben ohne Defekt nicht zu sehen ist. Bemerkenswert ist außerdem, dass der jeweils erste große Sprung während der Ummagnetisierung (bei  $H = 2$  mT für den Down- und  $H = -4$  mT für den Up-Sweep), welcher die Entstehung der magnetischen Wirbelstruktur signalisiert, direkt auf diesem Plateau endet. Ordnet man das Plateau dem Zustand des gepinnten Vortex zu, so bedeutet dies nichts anderes, als dass in dieser Scheibe der Vortex bereits im gepinnten Zustand gebildet wird. Im Folgenden werden mit Hilfe von Minor Loops die mit dem Pinning verbundenen magnetischen Abläufe genauer unter die Lupe genommen, s. Abb. 7.5 (b).



**Abbildung 7.5:** (a) Bei  $T = 1,4$  K aufgenommene Hystereseschleife einer Py-Scheibe mit  $t = 30$  nm und  $D = 700$  nm, bestehend aus Down-Sweep (durchgezogen) und Up-Sweep (gestrichelt). Während das Inset oben links ein REM-Bild der Scheibe mit Defekt zeigt, stellt die Skizze unten rechts den Pfad des Vortex in der Scheibe dar (gestrichelter Doppelpfeil). Der kleine Stern auf der durchgezogenen Linie des Down-Sweeps markiert den Startpunkt des ersten Minor Loops (Up-Sweep) in (b). (b) Mit Hilfe der Zahlen und Pfeile lässt sich der Ablauf der Minor Loops (zwei Down-Sweeps, durchgezogen; zwei Up-Sweeps, gestrichelt) sukzessive nachvollziehen.

Zu diesem Zweck wird der Vortex zunächst vom Defekt befreit (s. Sprung bei  $-17$  mT im Down-Sweep von Abb. 7.5 (a)), bevor die Sweeprichtung umgekehrt wird. Anschließend wird eine Abfolge von Minor Loops aufgenommen, die sich über kleiner werdende Feldintervalle erstrecken. Der Startpunkt des ersten Minor Loops in Abb. 7.5 (b) ist in Abb. 7.5 (a) mit einem Stern gekennzeichnet, um dem Leser die Einordnung der nun beschriebenen Messungen in die Hystereseschleife von Abb. 7.5 (a) zu erleichtern. Der erste Up-Sweep ① von  $-20$  mT bis  $29$  mT mündet bei  $-1$  mT in das oben beschriebene Plateau ein, was als Pinnen des Vortex am Defekt interpretiert werden kann. Unterbrochen von einem kleinen Sprung von nur ca.  $10$   $\mu$ V bei  $16$  mT, folgt er dem nahezu linearen Anstieg entlang des Plateaus, ehe ein ausgeprägter Sprung bei  $26$  mT Depinning des Vortex-Kerns

vom Defekt anzeigt. Der zweite Magnetfeld-Sweep ② von 29 mT bis  $-15$  mT zeigt ähnliche Charakteristika, insbesondere das Pinning-Ereignis bei 10 mT und einen kleinen Sprung bei  $-2$  mT. Die Sweeprichtung wird allerdings erneut umgekehrt, noch ehe der Vortex freigesetzt wird, so dass die beiden folgenden Minor Loops ③④ im Feldbereich zwischen  $-15$  mT und 24 mT die Aufzeichnung des Plateaus vervollständigen und die kleine Hysterese mit Sprüngen bei  $-2$  mT und 16 mT bestätigen.

Wenngleich alle bisher vorgestellten Hall-Messungen mit dem Pinnen des Vortex-Kerns am Punktdefekt erklärt werden können, wäre eine Bestätigung mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen dennoch wünschenswert. Diese könnten auch zusätzliche Information über dem Pinning zugeschriebene Charakteristika liefern, z.B. die Bildung des Plateaus (einer verringerten magnetischen Suszeptibilität entsprechend) und das Auftreten der verschiedenen Sprünge in der Kurve, einschließlich der kleinen Hysterese.

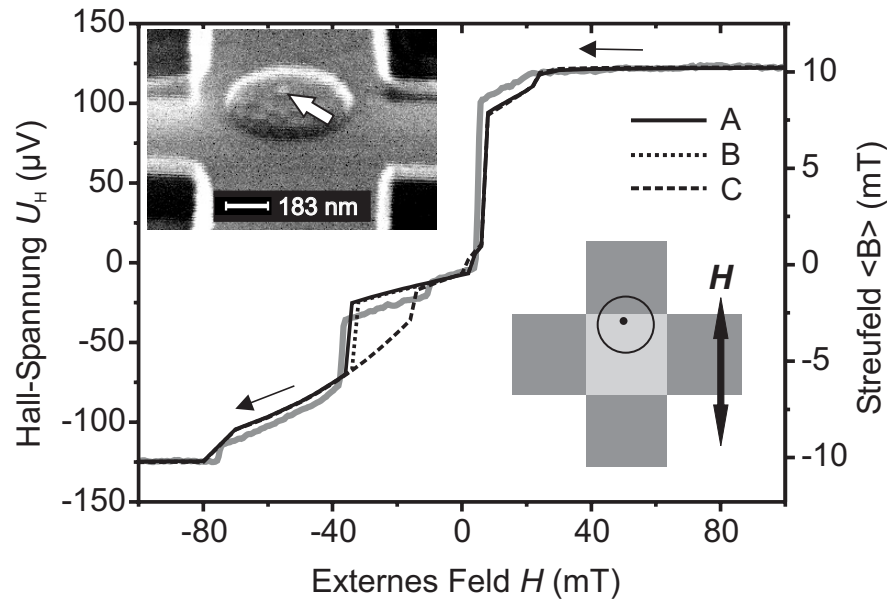
## 7.2 Vortex-Pinning in Simulationen

Die in diesem Abschnitt präsentierten Ergebnisse mikromagnetischer Simulationsrechnungen vermitteln ein tieferes Verständnis des Pinning-Prozesses. Sie wurden aber auch durchgeführt, um den Einfluss der Defektstruktur zu untersuchen, die — wie eingangs geschildert — nicht genau bekannt ist. Um die Simulationsdauer gering zu halten, wurde eine relativ kleine Py-Scheibe mit  $t = 30$  nm und  $D = 500$  nm gewählt, die in der REM-Aufnahme von Abb. 7.6 abgebildet ist.

### 7.2.1 Verschiedene Defektmodelle

Eine Ummagnetisierungskurve, die bei einer Temperatur von 1,7 K gemessen wurde, ist in Abb. 7.6 dargestellt (graue Linie, linke Achse). Ein deutlich ausgeprägter Sprung bei  $H = 4$  mT zeigt die Entstehung der Vortex-Struktur an. Diese bildet sich bereits im gepinnten Zustand, wie das Plateau im unmittelbaren Anschluss an die Unstetigkeit erkennen lässt. Ein kleiner Sprung bei  $H = -10$  mT verursacht eine gut erkennbare Stufe im Plateau, welches erst bei einer wesentlich höheren Feldstärke von  $H = -36$  mT in einem markanten Sprung endet. Nach obiger Erklärung entspricht dieser dem Losreißen des Vortex-Kerns vom Punktdefekt, so dass der Wirbel im weiteren Verlauf der Ummagnetisierung unter dem Einfluss des externen Feldes frei in der Scheibe verschoben werden kann (Feldbereich zwischen  $-36$  und  $-75$  mT). Der Sprung bei  $-75$  mT zeigt die Verdrängung des Wirbels aus der Scheibe an, die anschließend im nahezu gesättigten Zustand vorliegt. Vergleicht man diese Messung zum Beispiel mit den Ummagnetisierungskurven in Abb. 7.5 (a), so stellt man fest, dass sich beide Kreisscheiben qualitativ gleich verhalten. Dies unterstreicht das hohe Maß an Reproduzierbarkeit, welches während der Untersuchungen an Nanoscheiben mit Defekten zu Tage trat.



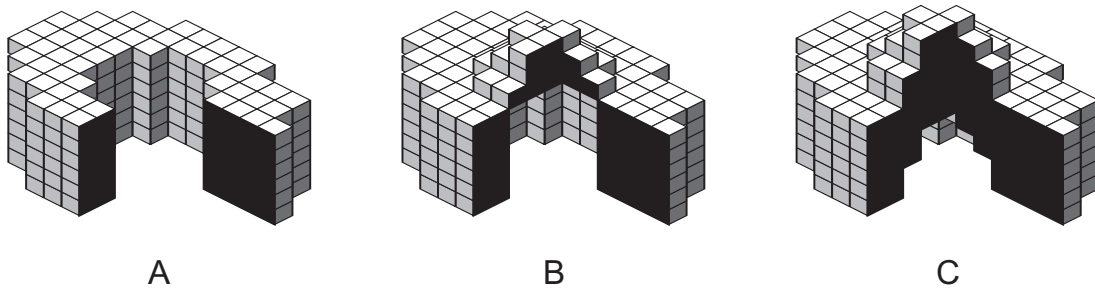


**Abbildung 7.6:** Hall-Messung (graue Linie, linke Achse) der im REM-Bild (Kippwinkel:  $60^\circ$ ) gezeigten Py-Scheibe ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm), der Defekt ist mit einem Pfeil markiert. Die drei schwarzen Streufeldkurven A, B, und C (rechte Achse) wurden für die in Abb. 7.7 dargestellten Defektmodelle simuliert. Die einer REM-Aufnahme nachempfundene Skizze veranschaulicht die Position der Scheibe auf dem Hall-Sensor und die Richtung des angelegten Feldes  $H$ .

Die ergänzend zu dieser Hall-Messung durchgeführten Simulationen wurden mit dem *LLG Micromagnetics Simulator* erstellt. Das Probenvolumen wurde in ein Gitter kubischer Zellen der Kantenlänge 5 nm diskretisiert, für die Sättigungsmagnetisierung bzw. die Austauschkonstante wurden die für Permalloy typischen Werte  $M_S = 800$  kA/m und  $A = 13$  pJ/m verwendet (s. Abschn. 1.2.4 und Kap. 3). Um den Vergleich zwischen Simulationen und Messung möglichst realistisch zu gestalten, wurden aus den Magnetisierungskonfigurationen die entsprechenden Streufeldkurven berechnet, wie in Abschn. 3.2.2 ausführlich erläutert. Als schwieriger erwies sich das Problem, wie der Defekt in die mikromagnetischen Modelle integriert werden sollte. Zwar waren Lage (etwa 40 nm vom Scheibenmittelpunkt entfernt) und Größe (ca. 25 nm) aus einer REM-Aufnahme zu ermitteln, wegen der nicht geklärten Herkunft des Defekts lagen jedoch keine gesicherten Informationen über seine Struktur vor. Wahrscheinlich handelt es sich um einen kleinen Rest von PMMA, der während des Entwickelns nicht gelöst wurde und deshalb nach dem Aufdampfen einen nichtmagnetischen Einschluss in der Scheibe bildete. Geht man von dieser Annahme aus, so bleibt noch unklar, ob die Höhe des PMMA-Rests größer oder kleiner war als die anschließend aufgedampfte magnetische Schicht. Daher wurden drei Modelle der Scheibe getestet, die sich in der



Struktur des Defektes unterschieden, s. Abb. 7.7. Das erste — und einfachste — Modell (A) imitiert den Defekt als Loch in der Scheibe. Anschaulich ist dies dann gerechtfertigt, wenn der PMMA-Rest höher war als die aufgetragene magnetische Schicht und das direkt auf dem Defekt abgelagerte magnetische Material keinen Einfluss hat. Bei Modell (B) hingegen wird die magnetische Bedeckung des PMMA-Rests berücksichtigt. Wie der Skizze in Abb. 7.7 zu entnehmen ist, ist in diesem Modell das magnetische Material über dem Defekt nicht direkt mit dem der Scheibe verbunden. Folglich ist die magnetische Abdeckung nur über Streufelder an die Scheibe gekoppelt, die starke Austauschwechselwirkung tritt jedoch nicht auf. Modell (B) entspricht der Situation, in welcher der PMMA-Rest etwa so hoch ist wie die aufgedampfte Py-Schicht, das magnetische Material der Defektbedeckung jedoch nicht mit dem Rest der Scheibe zusammenhängt. Im dritten Modell (C) schließlich wurde über dem Defekt dasselbe Volumen an magnetischem Material deponiert, welches in der Scheibe vom PMMA-Rest verdrängt wird. Dabei verlaufen die beiden obersten der insgesamt sechs Diskretisierungsebenen der Scheibe durchgehend, d.h. das magnetische Material über dem Defekt ist sowohl durch Streufelder als auch durch die Austauschwechselwirkung an die Scheibe gebunden. Modell (C) ist daher relevant, wenn die Dicke der magnetischen Schicht die Höhe des PMMA-Rests übertrifft.



**Abbildung 7.7:** Um die mikromagnetische Simulation zu der Hall-Messung in Abb. 7.6 möglichst realistisch zu gestalten, wurde eine Scheibe gleicher Größe verwendet, wobei die Lage des Defekts aus einer REM-Aufnahme ermittelt wurde. Dargestellt ist hier jeweils ein kleiner Ausschnitt der gesamten Scheibe, der nur den Defekt und seine unmittelbare Umgebung erfasst. Jeder Würfel (Kantenlänge: 5 nm) repräsentiert eine Zelle des Diskretisierungsgitters. Getestet wurden die drei Defektmodelle A, B und C, die entsprechenden simulierten Streufeldkurven sind in Abb. 7.6 zu sehen.

Die mit den diversen Modellen erhaltenen Streufeld-Hysteresekurven sind in Abb. 7.6 dargestellt. Die Kurven (A) und (B) unterscheiden sich lediglich in der Feldstärke, bei der das Plateau endet und der Vortex freigesetzt wird, geringfügig (A:  $H = -34$  mT, B:  $H = -32$  mT). Ansonsten verlaufen die beiden Ummagnetisierungskurven deckungsgleich. Im Vergleich dazu treten bei Kurve (C) deutliche Abweichungen auf: Sie mündet später in das Plateau ein (bei  $H = 0$  mT statt bei  $H = 2$  mT) und verlässt dieses früher als die anderen beiden Simulationen,

nämlich bereits bei  $H = -14$  mT. Wenn man berücksichtigt, dass das Plateau als Folge des Vortex-Pinning auftritt, ist dieses Ergebnis nicht verwunderlich. Schließlich ist der Defekt in Modell (C) am wenigsten ausgeprägt, oder, mit anderen Worten, Modell (C) ist einer defektfreien Scheibe am ähnlichsten. Eine solche würde an Stelle eines Plateaus einen kontinuierlichen Verlauf aufweisen.

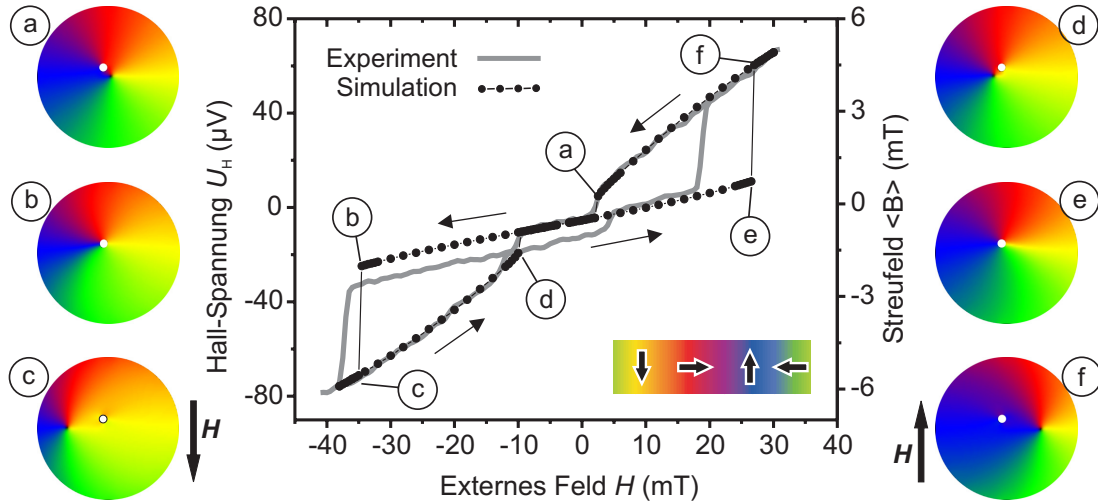
Von entscheidender Bedeutung ist der Vergleich mit der Hall-Messung. Wie Abb. 7.6 verrät, liegt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Hall-Spannung und dem Verlauf von Kurve (A) vor. Während Kurve (B) aufgrund des etwas früher stattfindenden Vortex-Depinning geringfügig stärker abweicht, sind die Unterschiede zwischen Experiment und Simulation für Modell (C) gravierend. Trotz der Ähnlichkeit der Hall-Messung und Kurve (A) erkennt man bei näherer Betrachtung einen qualitativen Unterschied: Im Experiment wird der Vortex im gepinnten Zustand gebildet, in der Simulation hingegen entsteht der Vortex in allen drei Fällen bei 6 mT und wird bei etwas kleineren Feldern (s. oben) gepinnt. Um die Pinning- und Depinning-Prozesse näher zu untersuchen, wurden Minor Loops sowohl gemessen als auch berechnet. Sie werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

### 7.2.2 Vortex-Pinning in Bildern – simulierte Minor Loops

Da sich in den bisherigen Untersuchungen Modell (A), in welchem der Defekt einfach als Loch dargestellt wird, am besten bewährt hatte, wurde es auch zur Berechnung von Minor Loops im Feldbereich zwischen  $-38$  und  $30$  mT herangezogen. Die Ergebnisse sind, zusammen mit Hall-Messungen im entsprechenden Feldbereich, in Abb. 7.8 zu sehen.<sup>1</sup> Am einfachsten lässt sich der Verlauf der Kurven nachvollziehen, indem man zunächst die Simulationsdaten betrachtet, da diese mit ausgewählten Magnetisierungskonfigurationen illustriert sind. Mit dem Down-Sweep bei  $H = 30$  mT beginnend, wird der Vortex zunächst frei in der Scheibe verschoben, ehe er bei  $H = 2$  mT in den Einflussbereich des Defekts gerät und gepinnt wird. Zustand ① zeigt die Magnetisierung der Probe unmittelbar bevor das Pinning stattfindet, der Abstand zwischen Vortex-Kern und Defektmittelpunkt beträgt zu diesem Zeitpunkt etwa 40 nm. Im Anschluss daran wird der Vortex-Kern im Defekt festgehalten, bis die Depinning-Feldstärke von  $H = -34,5$  mT erreicht wird. Wie die Bilder ② und ③ aufzeigen, wird der Zustand des gepinnten Vortex bei Überschreiten dieser Feldstärke abrupt von einer Magnetisierungskonfiguration abgelöst, in welcher das Vortex-Zentrum etwa 130 nm vom Defekt entfernt auftaucht. Bei  $H = -38$  mT wird die Richtung des externen Felds umgekehrt und der Up-Sweep gestartet. Auch hier beobachtet man anfangs eine freie Verschiebung des Vortex-Zentrums, die mit Pinning bei  $H = -10$  mT gestoppt wird, ④ zeigt den letzten nicht gepinnten Zustand. Die

<sup>1</sup>Ein Vergleich der hier dargestellten Hall-Messungen mit jenen in Abb. 7.5 (b) liefert einen weiteren Beleg für die gute Reproduzierbarkeit des von Punktdefekten beeinflussten magnetischen Verhaltens.

Immobilität des Wirbelzentrums im Loch hält bis  $H = 26,5$  mT (Zustand ⑤) an. Bei Überschreiten dieses Feldwerts reißt sich der Vortex vom Defekt los und nimmt die Magnetisierungskonfiguration eines frei beweglichen Wirbels ein (⑥), die sich in die Abfolge von Zuständen zu Beginn des vorhergehenden Down-Sweeps einreihen lässt.



**Abbildung 7.8:** Die hier gezeigten Minor Loops (jeweils ein Down- und Up-Sweep) stellen eine Fortsetzung der Messungen bzw. Simulationen mit Defektmodell (A) in Abb. 7.6 dar. Die Magnetisierungskonfigurationen illustrieren die Situation unmittelbar vor dem Pinning [a, d], sowie vor [b, e] und nach [c, f] dem Depinning während des Down- bzw. Up-Sweeps. Mit Ausnahme der kleinen, in der Hall-Messung auftauchenden Hysterese stimmen die simulierten Daten gut mit den gemessenen überein.

Ließen die Hall-Experimente in Abschn. 7.1 schon kaum mehr einen Zweifel daran, dass die beobachteten Phänomene auf Vortex-Pinning an einem individuellen Punktdefekt zurückzuführen sind, so wird dies mit den hier dargestellten Simulationsergebnissen endgültig bestätigt. Ein Vergleich der gemessenen mit den berechneten Minor Loops in Abb. 7.8 offenbart nicht nur überzeugende qualitative, sondern auch quantitative Übereinstimmung, wenn man von der Feldstärke des Vortex-Depinning während des Up-Sweeps absieht (18,5 mT im Experiment, 26,5 mT in der Simulation). Mit Ausnahme der kleinen gemessenen Hysterese mit Sprüngen bei  $H = -10$  mT und  $H = 4$  mT lassen sich die magnetischen Prozesse in dem von Vortex-Pinning geprägten Feldbereich sehr gut verstehen, wie im Folgenden ausgeführt wird.

## 7.3 Anmerkungen und Zusammenfassung

Als Indiz für die stattfindende Wechselwirkung zwischen Vortex-Struktur und Punktdefekt wurde in Abschn. 7.1 das Erscheinen eines Plateaus in der Spannungskurve gewertet. Dies wird von den Simulationen in Abb. 7.8 belegt. In einer defektfreien Scheibe lässt sich der Vortex durch Anlegen eines externen Feldes in der Scheibenebene ungehindert verschieben, so dass bevorzugt parallel zum Feld magnetisierte Bereiche leicht auf Kosten der entgegengesetzt gerichteten vergrößert werden können. In einer Scheibe mit Defekt hingegen bricht dieser Mechanismus, welcher auf der freien Beweglichkeit des Vortex in der Scheibe beruht, zusammen, sobald der Vortex-Kern im Punktdefekt eingefangen wird. Wie ein Vergleich der Magnetisierungszustände ⑥ und ⑦ in Abb. 7.8 demonstriert, besteht die einzige Möglichkeit zur Ausrichtung der Magnetisierung entlang des Feldes während der Pinning-Phase darin, die Vortex-Konfiguration etwas zu verzerren. Da sich dies jedoch nur relativ gering auf die Magnetisierung auswirkt (verglichen mit dem Fall eines frei beweglichen Vortex), ist die magnetische Suszeptibilität während der Pinning-Phase stark reduziert.

Auch bezüglich des Pinning-Vorgangs bestätigt die Simulation die Schlussfolgerungen, die aus den Hall-Experimenten in Abschn. 7.1.1 gezogen wurden. Eine Wechselwirkung zwischen Vortex und Punktdefekt tritt nicht nur dann auf, wenn der vom externen Feld getriebene Vortex-Kern auf seinem Weg durch die Scheibe den Defekt direkt kreuzt, sondern auch, sobald der Abstand zwischen Defekt und Vortex-Zentrum einen bestimmten Wert unterschreitet. Der Defekt übt gewissermaßen eine Anziehung auf den Vortex-Kern aus, wie der kleine Sprung von ca. 40 nm von der letzten freien Position des Vortex-Kerns zum Defekt während des Down-Sweeps in Abb. 7.8 beweist. Wie lässt sich dies begründen? Zum Zentrum einer magnetischen Wirbelstruktur hin steigt die Energiedichte rapide an, weil einerseits der zunehmende Winkel zwischen benachbarten Spins eine Erhöhung der Austauschenergie mit sich bringt und andererseits die zur Schichtebene senkrechte Magnetisierungskomponente noch einen Beitrag magnetostatischer Energie liefert (s. Abschn. 1.2 und 1.3). Befindet sich jedoch ein Loch in der magnetischen Schicht, in dem das Vortex-Zentrum untergebracht werden kann, so wird dadurch genau der Bereich, welcher einen Großteil der magnetischen Energie speichert, aus dem System entfernt.<sup>2</sup> Sobald der vom externen Feld  $\mathbf{H}$  bestimmte Beitrag des Zeeman-Terms zur Gesamtenergie dies erlaubt, begibt sich das System in den Zustand niedriger Energie, der durch Pinning des Vortex am Punktdefekt gekennzeichnet ist.

Im weiteren Verlauf des Magnetfeldsweeps bleibt der Vortex-Kern zunächst im Punktdefekt gefangen, da er sich dort über ein gewisses Feldintervall hinweg in einem Energieminimum befindet. Erst wenn die Zeeman-Energie ausreichend groß

---

<sup>2</sup>R. Höllinger vergleicht in seiner Dissertation die Austauschenergiedichte einer Kreisscheibe mit der eines Kreisrings als Funktion ihrer geometrischen Abmessungen [174]. Die Untersuchung vermittelt eine Vorstellung von der Größenordnung der diskutierten Energiebeträge.

geworden ist, findet der Depinning-Prozess statt.<sup>3</sup> Er führt zu einem spontanen Abbruch des Plateaus und hinterlässt einen markanten Sprung in den gemessenen und simulierten Hysteresekurven. Wie die Größe der registrierten Spannungs- bzw. Streufeldänderungen erwarten lässt, findet man nach dem Depinnen eine deutlich modifizierte Magnetisierungskonfiguration vor, veranschaulicht durch die Bilder ⑥ und ⑦ bzw. ⑧ und ⑨ in Abb. 7.8: Das Vortex-Zentrum taucht in einem Abstand von immerhin etwa 130 nm vom Defekt auf. Diese bemerkenswerte Beobachtung gab den Anstoß zur Entwicklung eines anwendungstechnisch interessanten Schaltschemas, welches im Laufe des nächsten Kapitels im Detail vorgestellt wird.

Schließlich bleibt noch die in den Hall-Messungen beobachtete kleine Hysterese zu diskutieren, welche in das Plateau des gepinnten Vortex eingebettet ist. Da sie reproduzierbar in verschiedenen Proben auftrat (s. z.B. Abb. 7.5 und Abb. 7.8), kann sie sicherlich nicht als Messartefakt abgetan werden. Mikromagnetische Simulationen mit dem einfachen Defekt-Modell (A) zeigen jedoch ebenso wenig Anzeichen der kleinen Hysterese wie die beiden anderen Modelle (B) und (C). Allerdings war aus den Magnetisierungsbildern von Modell (B) (hier nicht gezeigt) ersichtlich, dass das magnetische Material über dem Defekt homogen magnetisiert war. Seine Magnetisierungsrichtung drehte sich im Feldbereich des Plateaus kontinuierlich um  $180^\circ$ . Deshalb wurde als mögliche Ursache der Hysterese in Betracht gezogen, dass diese magnetische Abdeckung in den realen Proben eine Anisotropie aufweisen könnte, die das Material über dem Defekt wie ein Eindomänenteilchen schalten lässt. Entsprechend durchgeführte Simulationen mit einem leicht abgewandelten Modell (B), bei dem die magnetische Abdeckung des Defekts mit einer Formanisotropie ausgestattet war, führten tatsächlich zu einem kleinen Sprung im Plateau. Dieser war jedoch viel zu schwach ausgeprägt, und seine Lage konnte — ohne triftige experimentelle Grundlage — durch die Elliptizität der magnetischen Abdeckung beliebig eingestellt werden, so dass weitere Versuche unterlassen wurden. Wenngleich also die Ursache der kleinen Hysterese letztlich nicht geklärt werden konnte, bleibt doch festzuhalten, dass die charakteristischen Feldwerte für Vortex-Pinning und -Deyinning mit Modell (A) in guter Übereinstimmung mit den Messungen berechnet werden konnten. Wie sich im folgenden Kapitel außerdem zeigen wird, treten die kleinen Hystereseöffnungen bei Verwendung künstlich hergestellter Antidots (s. Abschn. 5.2) nur noch selten auf.

Welche Beweise des Pinnens magnetischer Vortices aber finden sich in der Literatur? Zunächst ist hier eine Arbeit zu nennen, in welcher ein indirekter

---

<sup>3</sup>Deyinning bedeutet hier, dass der Vortex-Kern neu gebildet werden muss, wozu eine Energiebarriere zu überwinden ist. Deren Höhe wird durch das externe Feld reduziert, wie in Abschn. 8.4.5 erläutert wird. Die kritische Feldstärke, bei welcher der Depinning-Prozess erfolgt, hängt überdies aufgrund thermischer Aktivierung von der Temperatur der Probe ab. Temperaturabhängige Hall-Messungen an der Probe von Abschn. 7.1.3 sind in Anhang D dargestellt, zur Auswertung siehe auch Abschn. 8.4.5.

Nachweis durch integrale SQUID-Messungen an großen Arrays von Py-Scheiben ( $t = 100$  nm und  $D = 1$   $\mu$ m) versucht wurde [175]. Eine verringerte Suszeptibilität und nicht geschlossene Hystereseschleifen um  $H = 0$  bei einer niedrigen Temperatur von  $T \approx 5$  K wurden, zusammen mit der Temperaturabhängigkeit dieser Phänomene, als Indizien für Vortex-Pinning gewertet. Jedoch scheint ein direkter Nachweis des Vortex-Pinning an einem individuellen Defekt in einem magnetischen Dünnschicht-Element bisher noch nicht veröffentlicht worden zu sein.<sup>4</sup> Bei der Erforschung des Magnetismus in *ausgedehnten* dünnen Schichten hingegen stellte E. Feldtkeller fest, dass in Stacheldrahtwänden vorkommende Blochlinien (s. Abschn. 1.3.3) häufig mit Löchern in der magnetischen Schicht zusammenfallen [83]. Aufgrund energetischer Erwägungen wurde schon damals vermutet, dass ein Loch eine Falle für eine Blochlinie darstellt.

Zusammenfassend wurde in diesem Kapitel gezeigt, dass der zentrale Bereich einer magnetischen Vortex-Struktur an einem Punktdefekt eingefangen werden kann. Die mit dem Vortex-Pinning verbundenen magnetischen Prozesse hinterließen charakteristische Merkmale in den Hall-Spannungskurven, welche an individuellen magnetischen Kreisscheiben während einzelner Magnetfeld-Sweeps aufgenommen wurden. Mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen konnten die eigentümlichen Kurvenverläufe reproduziert werden, was das Vortex-Pinning endgültig bestätigte. Die den Messungen ähnlichsten Ergebnisse wurden dabei erzielt, wenn der Defekt als Loch modelliert wurde.

---

<sup>4</sup>Christian Dietrich aus der Arbeitsgruppe von Prof. Zweck in Regensburg führte mittlerweile TEM-Untersuchungen zu diesem Thema durch [176].





## Kapitel 8

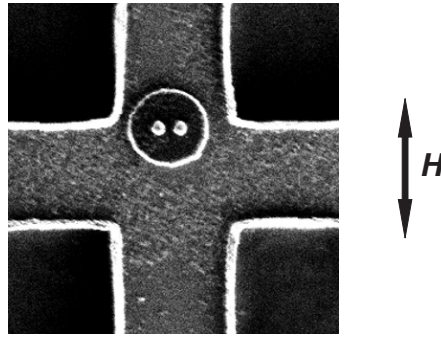
# Vortex-Schalten mit künstlichen Defekten

Die Entstehung magnetischer Vortices in scheibenförmigen Dünnschicht-Elementen hat sich in Kap. 6 als schwer kontrollierbar erwiesen, da ihr komplexe magnetische Prozesse vorausgehen. Sobald sich jedoch der Vortex in der Scheibe befindet, wird das magnetische Verhalten als Funktion eines von außen angelegten, in der Scheibenebene verlaufenden Feldes wesentlich einfacher: Der Vortex-Kern verschiebt sich senkrecht zur Richtung des angelegten Feldes, wobei jedem Feldwert eine bestimmte Gleichgewichtsposition des Wirbelzentrums innerhalb der magnetischen Scheibe entspricht. Der Einbau von Punktdefekten (magnetische Antidots) in die Scheibe gewährleistet eine zusätzliche Kontrollmöglichkeit, da mit deren Hilfe das Vortex-Zentrum eingefangen und festgehalten werden kann, s. Kap. 7. Die Hall-Messungen dieses Kapitels zeigten zusammen mit mikromagnetischen Rechnungen, dass der Vortex über beträchtliche Bereiche des angelegten Magnetfelds gepinnt bleibt und nach dem Depinnen eine neue Gleichgewichtsposition einnimmt, die weit über hundert Nanometer vom Punktdefekt entfernt sein kann.

Was geschieht nun, wenn man die Zahl der in einer Kreisscheibe eingeschlossenen Antidots erhöht, so dass sich zwei, drei oder gar vier künstliche Pinningzentren in einem magnetischen Partikel befinden? Um dieser Frage auf den Grund zu gehen, wurde die in Abschn. 5.2 erläuterte Strukturierungsmethode entwickelt, die Resultate der an solchen Proben durchgeführten Untersuchungen werden in diesem Kapitel beschrieben. Zunächst werden Hall-Messungen und mikromagnetische Simulationen an Scheiben mit zwei Defekten vorgestellt, die auf die Entdeckung eines neuartigen Schaltmechanismus hinweisen. Anschließend werden verschiedene Methoden zur Beeinflussung des Schaltfelds diskutiert. Hall-Messungen an Scheiben mit drei bzw. vier Antidots stellen eine Erweiterung des zuvor entwickelten Konzepts dar und runden das Kapitel ab.

## 8.1 Hall-Messungen an Scheiben mit zwei Defekten

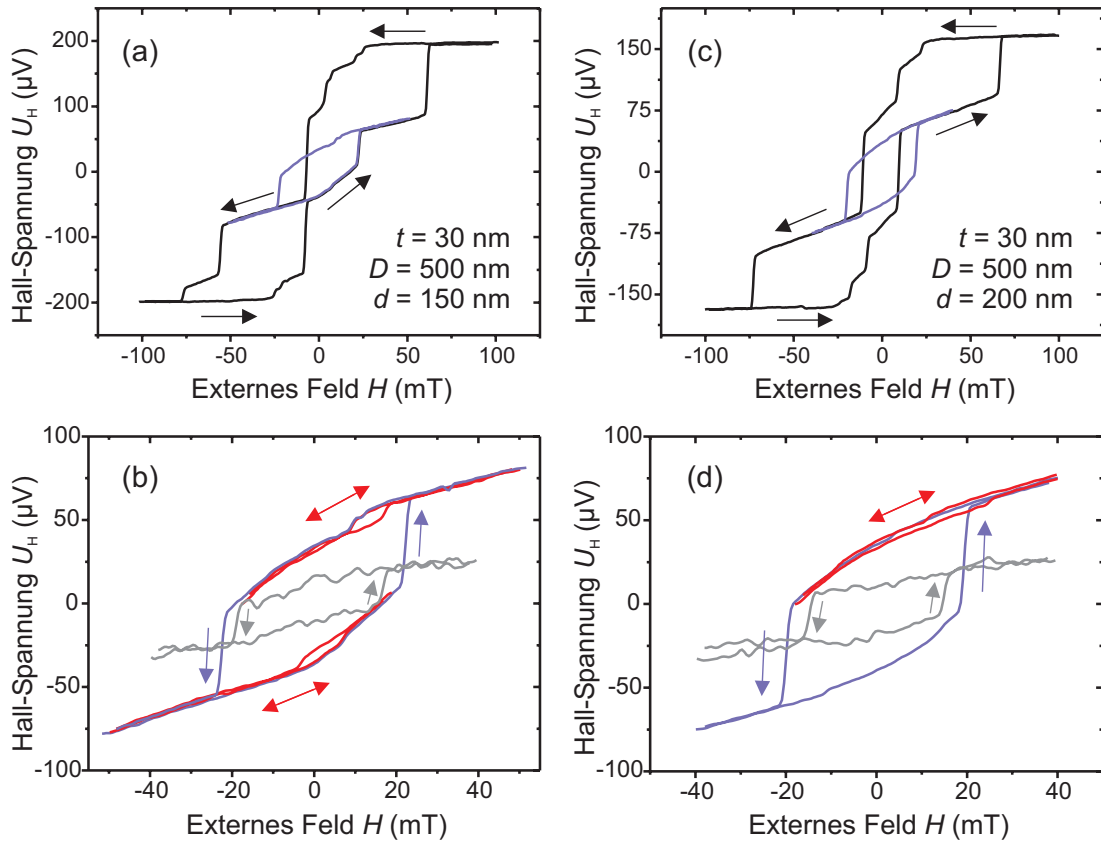
Hier wurden Permalloy-Scheiben mit einer Dicke von  $t = 30$  nm und einem Durchmesser von  $D = 500$  nm, welche mit einer 10 nm dicken Titan-Schutzschicht abgedeckt waren, untersucht. Sie enthalten jeweils zwei symmetrisch um den Mittelpunkt der Scheibe angeordnete Defekte mit einem Durchmesser von ca. 85 nm, deren Abstand voneinander (gemessen zwischen den Zentren der beiden Antidots)  $d = 150$  nm bzw.  $d = 200$  nm beträgt. Sowohl der Strompfad als auch die Spannungssonden der verwendeten Hall-Sensoren weisen eine Breite von 700 nm auf. Wenn nicht anders angegeben, fanden die Messungen bei einer Temperatur von  $T = 1,4$  K statt. Die Richtung des externen Feldes verlief in der Scheibenebene, senkrecht zu einer virtuellen Verbindungslinie zwischen den Defekten, entlang der sich auch das Vortex-Zentrum verschöbe, würde es in seiner Bewegung nicht von den Antidots beeinträchtigt werden. Die REM-Aufnahme einer typischen Probe mit  $d = 150$  nm ist in Abb. 8.1 zu sehen.



**Abbildung 8.1:** Py-Scheibe ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm) mit zwei Defekten (Abstand  $d = 150$  nm) auf einem Hall-Sensor. Der Doppelpfeil zeigt die Richtung des externen Felds  $H$ , welches in der Scheibenebene verläuft.

Die schwarzen Linien in Abb. 8.2 (a) und (c) zeigen die Ummagnetisierungskurven der eben beschriebenen Proben mit  $d = 150$  nm bzw.  $d = 200$  nm. Im Vergleich zu entsprechenden Kurven defektfreier Nanoscheiben scheint das magnetische Verhalten durch die Integration der beiden Antidots wesentlich komplizierter zu werden. Die Kurven stellen eine Vielzahl von Diskontinuitäten zwischen stetig verlaufenden Abschnitten zur Schau, so dass eine unmittelbare Interpretation ohne zusätzlich durchgeführte Untersuchungen ausgeschlossen ist.

Im Gegensatz dazu offenbaren die blauen Minor Loops im Feldbereich von  $-50$  bis  $50$  mT (a) bzw.  $-40$  bis  $40$  mT (c) ein wesentlich einfacheres magnetisches Verhalten: Nach Überschreiten einer kritischen Feldstärke erfolgt ein einzelner, deutlich ausgeprägter Sprung, und zwar sowohl während des Down-Sweeps (bei  $H = -22$  mT in (a) bzw.  $H = -19$  mT in (c)) als auch des Up-Sweeps (bei



**Abbildung 8.2:** Hall-Messungen an Kreisscheiben mit zwei Antidots im Abstand von 150 nm (a) bzw. 200 nm (c). Während die schwarzen Kurven, welche die vollständige Ummagnetisierung der Partikel beschreiben, einen komplizierten Verlauf aufweisen, zeigen die blauen Minor Loops bistabiles Verhalten mit Schaltfeldern von 22 mT (a) bzw. 19 mT (c). Um Details besser erkennen zu können, sind die Minor Loops von (a) und (c) in (b) und (d) noch einmal vergrößert dargestellt. Die zusätzlich präsentierten roten Minor Loops demonstrieren reversibles magnetisches Verhalten (mit Ausnahme der kleinen Hystereseeöffnungen in (b)), solange das Schaltfeld nicht erreicht wird. Die grauen Minor Loops in (b) und (d) wurden bei  $T = 240$  K gemessen.

$H = 22$  mT in (a) bzw.  $H = 19$  mT in (c)). Die daraus resultierenden Hystereseschleifen sind in den Graphen (b) und (d) noch einmal vergrößert dargestellt (blau). Die diesen Graphen zusätzlich beigefügten roten Minor Loops zeigen, dass sich die Magnetisierung beinahe reversibel im externen Feld verändert, solange die kritische Feldstärke nicht erreicht wird. Als Ausnahme davon sind lediglich die kleinen Hystereseeöffnungen in den roten Minor Loops von (b) zu sehen, welche den in Abschn. 7.1.3 beschriebenen Hystereseerscheinungen im Zustand des gepinnten Vortex stark ähneln. Auch die roten Kurven in (d) laufen leicht auseinander, jedoch ist kaum zu unterscheiden, ob dieser Effekt ebenfalls von einer magnetischen Hysterese der Probe herrührt oder messtechnisch bedingt ist.

Die grauen Minor Loops in Abb. 8.2 (b) und (d) wurden bei einer wesentlich höheren Temperatur von  $T = 240$  K gemessen. Wenngleich die Signale stärker verrauscht sind und die irreversiblen Sprünge bei kleineren Feldstärken ( $|H| = 18$  mT in (b) bzw.  $|H| = 14,5$  mT in (d)) stattfinden als in den blauen Kurven für  $T = 1,4$  K, wurde das magnetische Verhalten der Proben durch die Temperaturerhöhung nicht grundsätzlich verändert. Eine systematische Untersuchung der Temperaturabhängigkeit ist in Abschn. 8.4.5 zu finden, die nachfolgenden Diskussionen hingegen beziehen sich wieder auf tiefe Temperaturen ( $T = 1,4$  K für Experimente bzw.  $T = 0$  K für Simulationen).

Aus den Beobachtungen in Abb. 8.2 lässt sich schließen, dass im Feldbereich von  $-55$  bis  $60$  mT (a) bzw.  $-70$  bis  $65$  mT (c) genau zwei stabile magnetische Zustände existieren, zwischen denen das System — abhängig von der Stärke und Polarität des externen Feldes — sprunghaft hin- und herwechseln kann. Die kleinen Hystereseschleifen in den roten Minor Loops von (b) weisen darauf hin, dass es sich bei den stabilen Zuständen um Magnetisierungskonfigurationen handelt, bei denen ein einzelner magnetischer Vortex entweder am rechten oder linken Antidot gepinnt ist. Die Sprünge in den blauen Minor Loops treten auf, sobald das Vortex-Zentrum unter dem Einfluss des externen Feldes  $\mathbf{H}$  von einem Pinning-Zentrum zum anderen übergeht; der Betrag des externen Feldes zum Zeitpunkt des Sprungs wird deshalb fortan als *Schaltfeld*  $H_{\text{sw}}$  bezeichnet.

Folgt man diesem Erklärungsansatz, so verraten die schwarzen Ummagnetisierungskurven in Abb. 8.2 (c), dass eine fortgesetzte Erhöhung des externen Feldes schließlich dazu führt, dass die Magnetisierungskonfiguration des gepinnten Vortex plötzlich vom Zustand beinahe homogener Magnetisierung abgelöst wird. Dies lässt sich an den deutlich erkennbaren Sprüngen bei  $H = -70$  mT (Down-Sweep) bzw.  $H = 65$  mT (Up-Sweep), die von den dem gepinnten Vortex zugeschriebenen Plateaus ausgehen und direkt bei den Sättigungswerten der Hall-Spannung enden, ablesen. Aus diesem Blickwinkel betrachtet stellen die Ummagnetisierungskurven in Abb. 8.2 (a) insofern ein Kuriosum dar, als der Up-Sweep ebenso verläuft wie die soeben beschriebenen Kurven in (c), der Down-Sweep hingegen zwei Sprünge aufweist. Während der erste bei  $H = -55$  mT vom Depinning des Vortex vom Antidot herrührt, repräsentiert der zweite bei  $H = -76$  mT vermutlich die Vernichtung des zwischen Punktdefekt und Scheibenrand zwischenzeitlich entstandenen Wirbels. Offensichtlich ergab sich hier mehr oder weniger zufällig eine Probengeometrie, welche beide Prozesse — den sofortigen Übergang vom gepinnten Vortex zur Sättigung als auch Depinning, Verschiebung und Vernichtung des Vortex — gestattet. In diesem Zusammenhang ist wohl der Abstand zwischen Antidot und Scheibenrand für das beobachtete Verhalten ausschlaggebend: Bei der Scheibe mit  $d = 200$  nm ist er zu gering, um den Vortex noch einmal zwischenzeitlich stabil entstehen zu lassen.

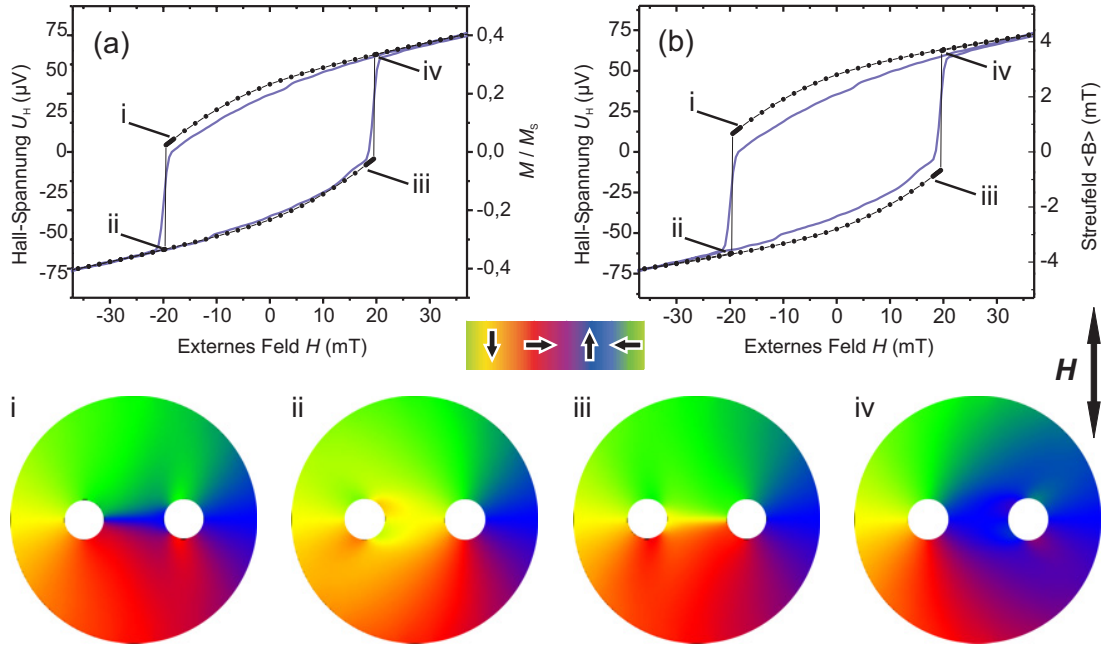
Die Zuordnung der beiden Plateaus zu den Zuständen, in denen der Vortex entweder im rechten oder linken Defekt gepinnt ist, liefert auch eine Erklärung dafür, dass das Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$  für  $d = 150$  nm [(a),(b)] größer ist als

für  $d = 200$  nm [(c),(d)]. Betrachtet man eine Scheibe ohne Defekte in Remanenz, so befindet sich der Vortex-Kern im Scheibenzentrum (s. Abschn. 1.3.2). Durch Anlegen eines homogenen externen Magnetfelds lässt er sich jedoch zu neuen Gleichgewichtspositionen verschieben, deren Abstand von der Scheibenmitte durch die Feldstärke bestimmt ist: Die Minor Loops (i) in Abb. 6.1 und die in Abschn. 1.3.2 geschilderten Untersuchungen zeigen, dass die Auslenkung mit zunehmender Stärke von  $\mathbf{H}$  wächst. Wird der Vortex nun anstelle eines externen Feldes mit Hilfe eines künstlichen Punktdefekts an einer dezentralen Position gehalten, so sollten ebenfalls zum Scheibenzentrum gerichtete Kräfte auftreten, deren Stärke mit dem Abstand zum Zentrum zunimmt. Diese Kräfte unterstützen das zum Vortex-Schalten verwendete externe Feld, welches den Vortex in die gegenüberliegende Scheibenhälfte zum anderen Antidot treiben möchte. Daher wird die zum Depinnen notwendige Feldstärke bereits bei kleineren externen Feldern erreicht, wenn der Vortex stärker dezentral gepinnt ist.

## 8.2 Vergleich mit mikromagnetischen Simulationen

Wenngleich die Hall-Messungen des vorangehenden Abschnitts bereits in überzeugender Weise darauf hindeuteten, dass der zentrale Bereich des magnetischen Vortex mit Hilfe des externen Feldes zwischen zwei Antidots hin- und hergeschaltet werden kann, wurden dennoch zusätzlich mikromagnetische Simulationen durchgeführt. Einerseits ergänzen sie die Hall-Messungen, indem sie zu den Hysteresekurven die entsprechenden Magnetisierungskonfigurationen liefern, andererseits gestatten sie aber auch Untersuchungen, welche experimentell nur schwer oder überhaupt nicht zugänglich sind. Dazu gehören beispielsweise die systematische Variation bestimmter Parameter, welche mit einem hohen experimentellen Aufwand verbunden ist, oder die zeitaufgelöste Untersuchung des Schaltvorgangs, die zum gegenwärtigen Zeitpunkt eine enorme experimentelle Herausforderung darstellt.

Bei der Durchführung der Simulationen mit dem *LLG Micromagnetics Simulator* wurde darauf geachtet, die experimentellen Bedingungen möglichst sorgfältig nachzuahmen. Für Austauschkonstante  $A$  und Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  wurden die Standardwerte für Permalloy ( $A = 13$  pJ/m und  $M_S = 800$  kA/m, s. Abschn. 1.2.4) verwendet. Die Zellen des Diskretisierungsgitters, in welches die Kreisscheibe mit einer Dicke von  $t = 30$  nm und einem Durchmesser von  $D = 500$  nm eingeteilt wurde, waren kubisch mit einer Kantenlänge von 5 nm. Um die Symmetrie des Partikels nicht opfern zu müssen, wurde der Durchmesser der beiden Antidots, die in einem Abstand von  $d = 200$  nm voneinander platziert wurden, auf 80 nm (statt ca. 85 nm wie im Experiment, s. oben) festgelegt. Auch in diesen Untersuchungen wurden die Defekte als Löcher in der Scheibe mo-



**Abbildung 8.3:** Simulationsergebnisse für eine Py-Scheibe ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm) mit zwei Antidots im Abstand von  $d = 200$  nm. Während die schwarzen Kurven in (a) die normierte Magnetisierung darstellen, zeigen diejenigen in (b) das über die aktive Fläche gemittelte Streufeld. Die blauen Minor Loops zeigen die Hall-Daten von Abb. 8.2 [(c),(d)] und dienen dem unmittelbaren Vergleich. Die Magnetisierungszustände im unteren Bildteil illustrieren verschiedene Manifestationen des Vortex-Pinning an den Antidots.

dellert, da sich dies bereits in Abschn. 7.2 hervorragend bewährt hatte (Modell (A)).

Um einen definierten Ausgangszustand zu schaffen, wurde die erste Simulation im Vortex-Zustand gestartet, und eine schrittweise Erhöhung des externen Felds trieb den Vortex-Kern zu einem der beiden Antidots, wo er schließlich eingefangen wurde. Ebenso wie in den im vorigen Abschnitt erläuterten Experimenten war das in der Scheibenebene angelegte Feld so gerichtet, dass es senkrecht zu einer gedachten Verbindungslinie zwischen den Punktdefekten verlief. Nachdem das Vortex-Pinning stattgefunden hatte, wurden die in Abb. 8.3 gezeigten Minor Loops errechnet, wobei die Kurven in (a) die auf den Sättigungswert normierte Magnetisierung darstellen, während sich diejenigen in (b) auf das über die aktive Fläche gemittelte Streufeld beziehen ( $B$ -Prober). Um einen direkten Vergleich zu ermöglichen, wurden die Hall-Messungen an der betreffenden Scheibe, die mit dem blauen Minor Loop in Abb. 8.2 (c) und (d) identisch sind, ebenfalls in die beiden Graphen von Abb. 8.3 eingefügt. Die Simulationen stimmen ausgezeichnet mit den Hall-Messungen überein, wenngleich die Magnetisierungskurven überraschenderweise eine noch höhere Ähnlichkeit mit den Messungen aufweisen als die



Streifeldkurven. Einem gemessenen Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$  von 19 mT steht ein simulierter Wert von 19,5 mT gegenüber, dies entspricht einer Abweichung von weniger als 3 %.

Die ebenfalls in Abb. 8.3 präsentierten Magnetisierungszustände bestätigen darüber hinaus, dass die aus den Hall-Untersuchungen in Abschn. 8.1 gezogenen Schlussfolgerungen korrekt sind: Für die gewählte Magnetfeldrichtung existieren in der Tat nur zwei stabile magnetische Zustände. Der Vortex ist entweder am rechten [(ii),(iii)] oder linken [(i),(iv)] Antidot gepinnt. Solange das externe Magnetfeld die Schaltfeldstärke von 19,5 mT nicht erreicht, bleibt der Vortex-Kern im jeweiligen Antidot haften, und die reversible Änderung der Magnetisierung rührt einzig von einer Verzerrung des Magnetisierungsmusters her. Dies zeigt ein Vergleich der Zustände (i) und (iv) bzw. (ii) und (iii). Erst wenn die Schaltfeldstärke überschritten wird, beobachtet man einen deutlichen Sprung in der Magnetisierungs- bzw. Streifeldkurve, der vom Positionswechsel des Wirbelzentrums [(i) nach (ii) bzw. (iii) nach (iv)] ausgelöst wird.

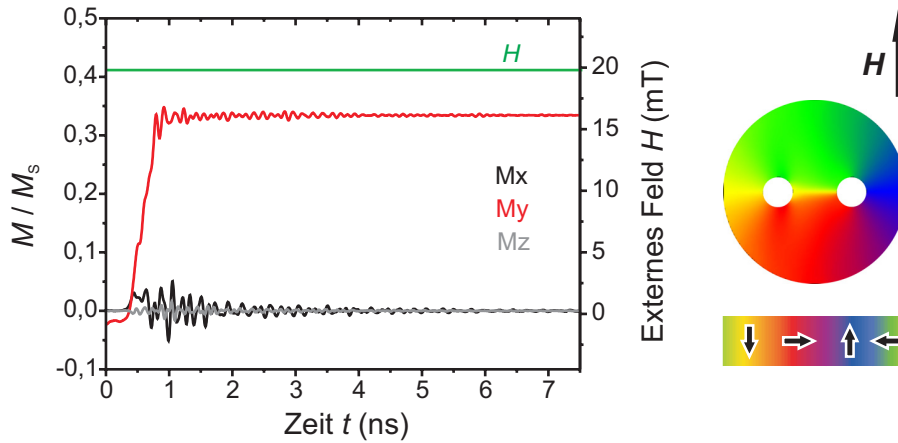
Wie dieser Übergang des Vortex zwischen den Pinning-Zentren im Detail abläuft, kann weder aus den Hall-Messungen noch aus den bisher erörterten quasistatischen mikromagnetischen Simulationen erschlossen werden. Um dies zu klären, sind stattdessen zeitaufgelöste Simulationen erforderlich, welche Gegenstand des nachfolgenden Abschnitts sind.

### 8.3 Ablauf des Schaltvorgangs

Die Durchführung numerischer Integration nach der Zeit unterscheidet sich von den bisher beschriebenen quasistatischen Rechnungen u.a. bezüglich der Dämpfungskonstante  $\alpha$ . Während die Scheibenabmessungen als auch die Diskretisierung beibehalten wurden (vgl. Abschn. 8.2), wurde der bisherige Wert von  $\alpha = 1$  durch  $\alpha = 0,008$  ersetzt, s. Kap. 3. Als Ausgangszustand der Simulation wurde die Magnetisierungskonfiguration für  $H = 19,5$  mT gewählt, weil sie in den quasistatischen Untersuchungen des vorangehenden Abschnitts (s. Abb. 8.3) die letzte stabile Konfiguration darstellte, bevor sich der Schaltvorgang ereignete. Nachdem ein konstantes, in gewohnter Richtung (senkrecht zu einer gedachten Verbindungslinie der Defekte) verlaufendes Feld der Stärke  $H = 19,8$  mT angelegt worden war, wurde die Simulation gestartet, um die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung unter dem Einfluss dieses Magnetfelds zu ermitteln. Aus der Simulation in Abb. 8.3 war schließlich bekannt, dass ein Feldwert von  $H = 19,8$  mT ausreichen würde, um den Schaltprozess zu initiieren. Diese Vorgehensweise entspricht einer realistischen Nachahmung der experimentellen Bedingungen während der quasistatischen Hall-Messungen von Abschn. 8.1.

Der Verlauf der Magnetisierungskomponenten  $M_x$ ,  $M_y$  und  $M_z$  als Funktion der Zeit ist in Abb. 8.4 aufgetragen. Während die Start- ( $t = 0$  ns) und Endwerte ( $t = 7,5$  ns) der x- und z-Komponente verschwindend klein sind, vollzieht die



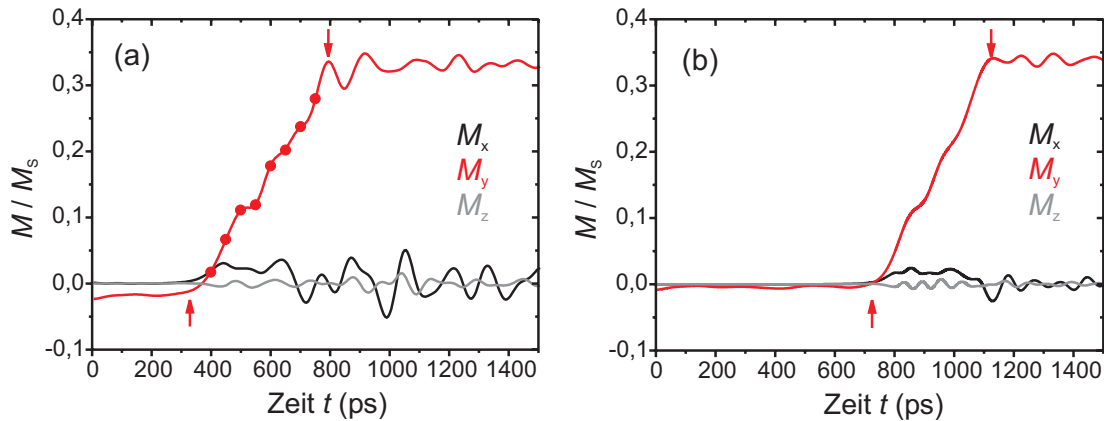


**Abbildung 8.4:** Entwicklung der Magnetisierungskomponenten  $M_x$ ,  $M_y$  und  $M_z$  einer Py-Scheibe ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm) mit zwei Antidots im Abstand von  $d = 200$  nm als Funktion der Zeit  $t$  (linke Achse). Die Simulation beschreibt den in den Hall-Messungen von Abschn. 8.1 aufgespürten Schaltvorgang, der den Vortex von einem Antidot zum anderen befördert. Ausgelöst wird das Schalten von einem konstanten Magnetfeld der Stärke  $H = 19,8$  mT (grüne Kurve, rechte Achse). Rechts neben dem Graphen sind der Magnetisierungszustand zur Zeit  $t = 0$  und die Richtung von  $\mathbf{H}$  gezeigt.

y-Komponente einen Übergang von  $M_y = -0,02$  zu  $M_y = 0,33$ . Dies entspricht durchaus den Erwartungen, zieht der Positionswechsel des Vortex doch eine erhebliche Veränderung der Magnetisierungskonfiguration nach sich (vgl. Zustände (iii) und (iv) in Abb. 8.3). Vor allem im Bereich zwischen den beiden Antidots dreht sich die Magnetisierung von negativer zu positiver y-Richtung, also um etwa  $180^\circ$ . Das Verschwinden der x-Komponente in den relaxierten Zuständen (zu Beginn und Ende der Simulation) hingegen lässt sich aus der Symmetrie der gewählten Konstellation verstehen, und die z-Komponente kann ohnehin getrost vernachlässigt werden. Dies gilt allerdings nur — um es deutlich zu betonen — für die *relaxierten* Zustände. Immerhin weisen alle drei Magnetisierungskomponenten deutliche Ausschläge mit einem Maximum etwa bei  $t = 1$  ns auf, und es dauert etliche Nanosekunden, bis sie halbwegs abgeklungen sind. Sie rühren von massiven Spinwellenanregungen her, welche bei der Freisetzung im System gespeicherter Energie entstehen. Dieser Punkt wird unten noch einmal aufgegriffen.

Um die Ergebnisse der zeitaufgelösten *LLG*-Simulation einer kritischen Prüfung zu unterziehen, wurde zum Vergleich eine ihr entsprechende Simulation mit *OOMMF* (zweidimensional diskretisiert) durchgeführt, wobei dieselben Parameter Anwendung fanden.<sup>1</sup> Die Ergebnisse der beiden Computer-Codes sind in Abb. 8.5 gegenübergestellt; (a) zeigt einen Ausschnitt der Daten von Abb. 8.4 zwischen  $t = 0$  ps und  $t = 1,5$  ns, (b) hingegen die *OOMMF*-Daten im gleichen

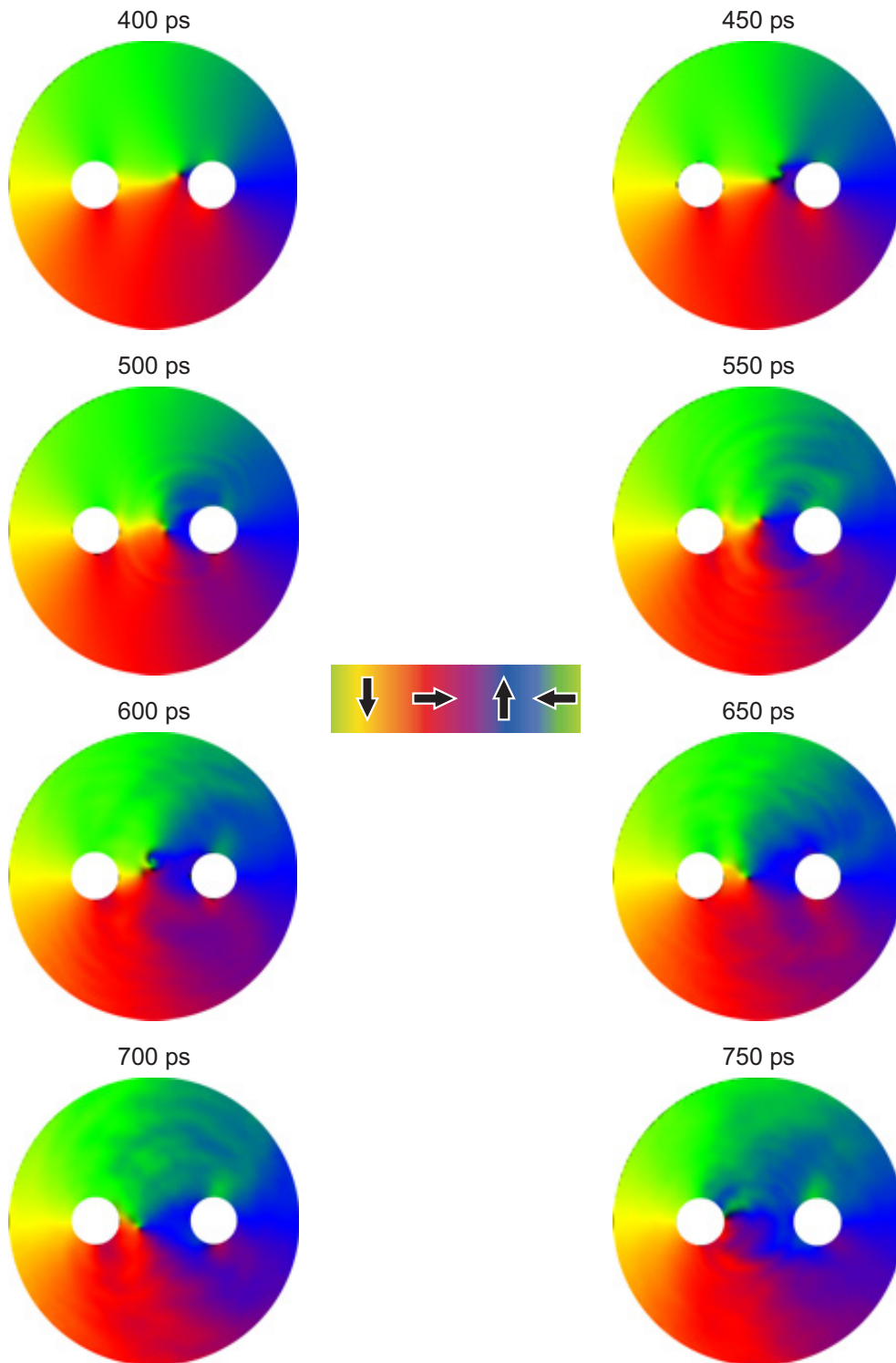
<sup>1</sup>Die präsentierten zeitaufgelösten mikromagnetischen Simulationen wurden in Zusammenarbeit mit R. Höllinger erstellt.



**Abbildung 8.5:** Vergleich zeitaufgelöster Simulationen der Programme *LLG Micromagnetics Simulator* (a) und *OOMMF* (b). Graph (a) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der in Abb. 8.4 dargestellten Kurven. Die Punkte entlang der  $M_y$ -Linie markieren Zeitpunkte, zu denen in Abb. 8.6 die entsprechenden Magnetisierungskonfigurationen gezeigt sind. Die roten Pfeile in (a) und (b) schließlich rahmen das Zeitintervall ein, in dem der Vortex von einem Antidot zum anderen überwechselt.

Zeitintervall. Grundsätzlich ist durchaus eine Ähnlichkeit zwischen den beiden Datensätzen zu erkennen, bei genauerer Betrachtung lassen sich jedoch auch Unterschiede ausmachen. Der Schaltvorgang setzt in der *OOMMF*-Simulation zeitlich später ein (bei  $t = 725$  ps statt bei  $t = 325$  ps), wobei dies wohl darauf zurückzuführen ist, dass auch das Schaltfeld in der *OOMMF*-Simulation vom *LLG*-Wert abweicht (21,3 mT statt 19,5 mT, aus den Daten in Abb. 8.5 nicht ersichtlich). Des Weiteren erscheinen die Kurven in Graph (b) stärker gedämpft als die mit *LLG* erzeugten Kurven in (a), was sich an einer geringeren Amplitude der magnetischen Anregungen bemerkbar macht. Auch die Schaltdauer, gemessen vom Zeitpunkt, zu welchem  $M_y$  zu steigen beginnt, bis zum Erreichen des Plateaus (in den Graphen mit Pfeilen gekennzeichnet), stimmen in (a) und (b) nicht völlig überein: Während die mit *LLG* ermittelte Schaltdauer etwa 470 ps beträgt, liegt der entsprechende Wert der *OOMMF*-Simulation bei 415 ps. Abgesehen von diesen kleineren Abweichungen ist insgesamt wohl eine zufrieden stellende Übereinstimmung zwischen den von den beiden unterschiedlichen Codes stammenden Daten festzustellen, zumal auch die errechneten Magnetisierungskonfigurationen einander recht ähnlich sind.

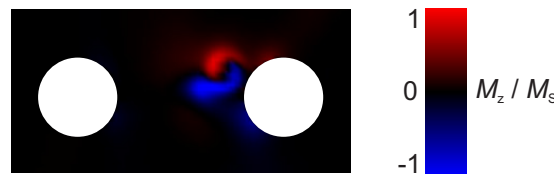
Um den Schaltvorgang anschaulich zu illustrieren, sind in Abb. 8.6 acht Magnetisierungszustände, welche der *LLG*-Simulation entspringen und mit einer zeitlichen Verzögerung von jeweils 50 ps aufeinander folgen, abgebildet. Bei 400 ps hat der Vortex-Kern den rechten Antidot soeben verlassen und ist in das Gebiet zwischen den beiden Defekten eingedrungen. Während der Vortex-Kern seine Bewegung nach links fortsetzt, verändert er seine interne magnetische Struktur auf recht eigentümliche Weise: Aus der in Abschn. 1.3.2 detailliert beschriebenen



**Abbildung 8.6:** Den roten Punkten in Abb. 8.5 (a) entsprechende Magnetisierungszustände einer Py-Scheibe ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm) mit zwei Antidots ( $d = 200$  nm).

Spinanordnung entsteht eine in sich verdrehte magnetische Struktur mit starken Komponenten senkrechter Magnetisierung, die allerdings in der Magnetisierungskonfiguration von  $t = 450$  ps nur undeutlich zu erkennen ist. Besser zu sehen ist sie in Abb. 8.7, welche unten ausführlicher diskutiert wird. Diese magnetische Struktur des Wirbel-Zentrums erweist sich jedoch im weiteren Verlauf des Schaltprozesses als instabil, und sie kollabiert unter Aussendung konzentrischer Wellen, um anschließend in Form des herkömmlichen Wirbels weiterzuwandern. Die sich ausbreitenden Wellenfronten sind in den Zuständen von  $t = 500$  ps und  $t = 550$  ps schön zu erkennen. Sobald die Wellenfronten den Probenrand erreichen, werden sie ins Scheibeninnere reflektiert, was den Bildern in Abb. 8.6 aufgrund unzureichenden Kontrasts jedoch nicht zu entnehmen ist. Währenddessen setzt der Vortex-Kern seine Bewegung nach links fort, wobei er sich wiederholt (bei  $t = 520$ ,  $600$  und  $720$  ps) zu der in sich verwundenen magnetischen Struktur verformt, ein Paket von Wellenfronten ausstößt und anschließend weiterläuft. Bei  $t = 750$  ps hat er den linken Antidot schließlich beinahe erreicht.

Dieser eigentümliche Ablauf des Schaltvorgangs kann darauf zurückgeführt werden, dass sich das System nach dem Depinning deutlich im Nichtgleichgewicht befindet, da der Vortex-Kern weit von der dem angelegten Feld entsprechenden Gleichgewichtsposition in der gegenüberliegenden Scheibenhälfte entfernt ist. Ein aus dem Scheibenzentrum ausgelenkter und dann sich selbst überlassener Vortex würde auf einer spiralförmigen Bahn zum Mittelpunkt zurücklaufen, wie theoretische und experimentelle Untersuchungen ergaben [177, 178, 174]. Die in der hier diskutierten Simulation beobachtete Deformation des Vortex-Kernbereichs, welche während des Schaltprozesses wiederholt erfolgte, ist in Abb. 8.7 deutlicher zu erkennen. Gezeigt ist ein vergrößerter Ausschnitt aus dem inneren Bereich der Scheibe zur Zeit  $t = 456$  ps, die farbigen Regionen stellen die senkrecht zur Scheibenebene verlaufende Magnetisierungskomponente dar: Aus der Ebene weisende Bereiche sind rot, in die Ebene zeigende hingegen blau gekennzeichnet. Wie ein Größenvergleich mit dem Antidotdurchmesser ( $80$  nm) erkennen lässt, sind die senkrechten Komponenten dieser in sich verwundenen magnetischen Struktur räumlich weit ausgedehnt, verglichen mit der Größe eines herkömmlichen Vortex-Kerns (Größenordnung  $10$  nm, vgl. Abschn. 1.3.2). Daraus lässt sich schließen,



**Abbildung 8.7:** Magnetisierungskonfiguration des Partikels von Abb. 8.4 bzw. 8.6 zum Zeitpunkt  $t = 456$  ps. Farblich hervorgehoben sind räumlich ausgedehnte Bereiche senkrechter Magnetisierung, wobei die roten und blauen Regionen, welche ineinander gewunden erscheinen, entgegengesetzt gerichtet sind.

dass sich in diesem Bereich der Scheibe magnetische Energie akkumuliert, ehe sie in Form konzentrischer Wellen in die Scheibe hinausgetragen wird. Zu Beginn des Schaltvorgangs beträgt die gesamte magnetische Energiedichte der Scheibe  $E = 7,6 \text{ kJ/m}^3$ , nach Schalten und Relaxation jedoch nur noch  $E = 0,7 \text{ kJ/m}^3$ , unter Berücksichtigung des Probenvolumens werden also insgesamt  $3,9 \cdot 10^{-17} \text{ J}$  an magnetischer Energie freigesetzt. Dies geschieht offenbar nicht kontinuierlich, sondern im Wesentlichen durch die wiederholte Bildung magnetischer Strukturen wie in Abb. 8.7, die eine hohe Energiedichte aufbauen und die gespeicherte Energie anschließend eruptiv in Form von Spinwellenanregungen über das Partikel verbreiten. Wegen der geringen Dämpfung in Permalloy dauert es geraume Zeit, bis die Energie der Spinwellen an das Gitter abgeführt ist.

Um die bisherigen Erfahrungen an Scheiben mit zwei Antidots kurz zusammenzufassen: Die Hall-Messungen zeigten in Übereinstimmung mit mikromagnetischen Untersuchungen bistabiles Verhalten, da der Vortex-Kern stets an einem der beiden Antidots gepinnt ist. Wird durch Anlegen eines externen Feldes ausreichender Stärke der Übergang des Wirbels von einem Antidot zum anderen erzwungen, so vollzieht sich dieser Schaltvorgang in einem Zeitintervall von weniger als 500 ps. Diese Beobachtungen erwecken natürlich das Interesse, inwiefern solche Partikel in technischen Anwendungen (z.B. magnetischen Datenspeichern) eingesetzt werden könnten. Aus diesem Blickwinkel betrachtet erweist sich die Größe des Schaltfelds  $H_{\text{sw}}$  als essentiell; will man die magnetischen Elemente mit Hilfe des von Strom führenden Leiterbahnen generierten Magnetfelds schalten, so sollten die Schaltfelder unter 10 mT liegen [179]. Deshalb werden im folgenden Abschnitt verschiedene Möglichkeiten zur Beeinflussung des Schaltfelds diskutiert.

## 8.4 Möglichkeiten zur Kontrolle des Schaltfelds

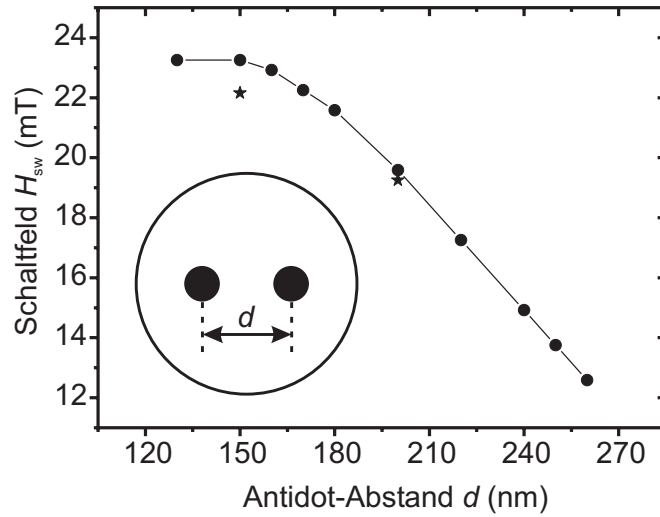
Im Hinblick auf die Schaltfeldstärke wurde bereits am Ende von Abschn. 8.1 auf die Bedeutung des Antidot-Abstands  $d$  hingewiesen. Allgemein übt die Geometrie des Partikels wesentlichen Einfluss auf das Schaltfeld aus, wie hier anhand systematischer Untersuchungen von  $H_{\text{sw}}$  als Funktion des Defektabstands  $d$  und der Scheibendicke  $t$  gezeigt wird. Außerdem kann auch die Form des mit künstlichen Pinningzentren versehenen Dünnschicht-Elements verändert werden, beispielsweise durch den Übergang von scheibenförmigen zu elliptischen Teilchen. Generell wird durch die spezielle Formgebung das Schaltfeld eines Partikels für eine bestimmte Richtung des externen homogenen Magnetfelds festgelegt. Darüber hinaus besteht nun jedoch noch die Möglichkeit, durch ein zusätzlich angelegtes Magnetfeld (*Biasfeld*) das Schaltfeld zu variieren.<sup>2</sup> Es wird gezeigt, dass ein

<sup>2</sup>Darauf beruht im Grunde die *half-select-rule*, ein in der MRAM-Technologie gebräuchlicher Ausdruck. Weder das von der *Word-* noch von der *Bit-Line* alleine erzeugte Magnetfeld reicht aus, um das am Schnittpunkt der beiden Leiterbahnen befindliche Speicherelement zu schalten.

senkrecht zur Ebene verlaufendes Biasfeld geeignet ist, um die Schaltfeldstärke in Kreisscheiben mit Antidots zu steuern. Schließlich wird auch der Einfluss der Temperatur auf die Schaltfeldstärke erörtert.

### 8.4.1 Schaltfeld und Defektabstand

Die Untersuchung der Abhängigkeit der Schaltfeldstärke vom Abstand  $d$  der beiden Antidots wurde mit quasistatischen mikromagnetischen Simulationen ( $\alpha = 1$ ) durchgeführt. Betrachtet wurde einmal mehr die Py-Kreisscheibe mit Dicke  $t = 30$  nm und Durchmesser  $D = 500$  nm in der üblichen Diskretisierung (kubisch, 5 nm), der Durchmesser der beiden Defekte betrug jeweils 80 nm (vgl. Abschn. 8.2). Die Ergebnisse sind im Graphen von Abb. 8.8 zusammengefasst.



**Abbildung 8.8:** Schaltfeld  $H_{sw}$  als Funktion des Antidot-Abstands  $d$ , der vom Mittelpunkt eines Pinning-Zentrums zum Mittelpunkt des anderen gemessen wird (s. Inset). Die beiden Sterne markieren experimentelle Daten für  $d = 150$  nm und  $d = 200$  nm, sie bürgen für ein hohes Maß an Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation (LLG).

Maximale Werte des Schaltfelds von  $H_{sw} = 23,3$  mT ergeben sich für kleine Antidot-Abstände  $d = 130$  nm bzw.  $d = 150$  nm. Erhöht man die Distanz zwischen den Antidots, so beginnt das Schaltfeld zu sinken, wobei ab etwa  $d = 180$  nm ein linearer Zusammenhang zwischen Schaltfeldstärke und Antidot-Abstand  $d$  zu verzeichnen ist (Steigung ca.  $-0,12$  mT/nm). Ein Erklärungsansatz für dieses Verhalten wurde bereits am Ende von Abschn. 8.1 angeführt. Wie die Untersuchungen des Pinningverhaltens an einem einzelnen Defekt (s. Abschn. 7.2.2) vermuten lassen, kann der Antidot-Abstand  $d$  nicht beliebig vergrößert werden. Für  $d \geq 270$  nm bricht der Schaltmechanismus zusammen, anstelle des

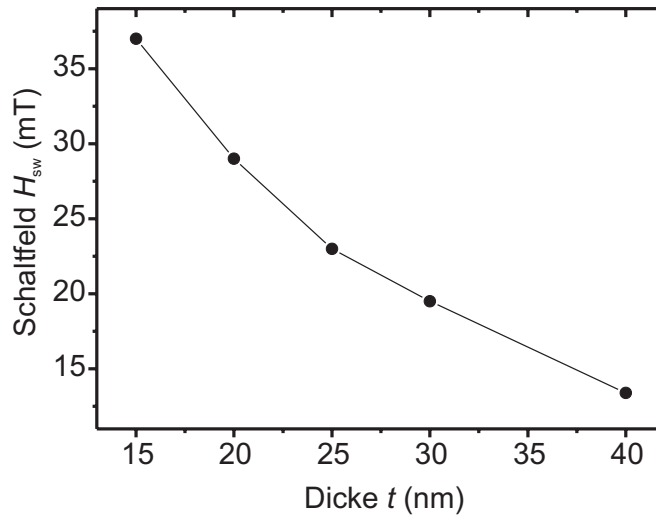
Nur gemeinsam können die Magnetfeldpulse den Schaltvorgang für dieses Element auslösen.



in Abschn. 8.3 vorgestellten Schaltvorgangs wird der Vortex-Kern zunächst von seiner bisherigen Position losgerissen, um sich an einer neuen, stabilen Gleichgewichtsposition zwischen den Antidots einzufinden. Anschließend wird er bei wachsendem externen Feld in Richtung des anderen Antidots verschoben, ehe er von diesem gepinnt wird. Der größte Wert von  $d$ , für welchen der Schaltmechanismus im Sinne von Abschn. 8.3 noch funktioniert, liegt bei  $d = 260$  nm, die zugehörige Schaltfeldstärke beträgt  $H_{\text{sw}} = 12,6$  mT. Aus diesen Untersuchungen geht hervor, dass der Antidot-Abstand  $d$  einen wichtigen Parameter darstellt, mit dessen Hilfe das Schaltfeld über einen weiten Bereich variiert werden kann. Die beiden Sterne in Abb. 8.8 geben die experimentellen Daten der Scheiben mit  $d = 150$  nm und  $d = 200$  nm wieder. Die Simulationsdaten weichen nur geringfügig von ihnen ab, was für die Zuverlässigkeit der hier durchgeführten mikromagnetischen Rechnungen spricht.

#### 8.4.2 Schaltfeld und Schichtdicke

Um den Zusammenhang zwischen dem Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$  und der Dicke  $t$  der mit zwei Antidots versehenen Dünnschicht-Elemente zu ermitteln, wurden *LLG*-Simulationen, beruhend auf den gleichen Parametern wie im vorhergehenden Abschnitt, eingesetzt. Der Durchmesser der scheibenförmigen Py-Proben betrug  $D = 500$  nm, die beiden Antidots mit Durchmessern von jeweils 80 nm waren  $d = 200$  nm voneinander entfernt.

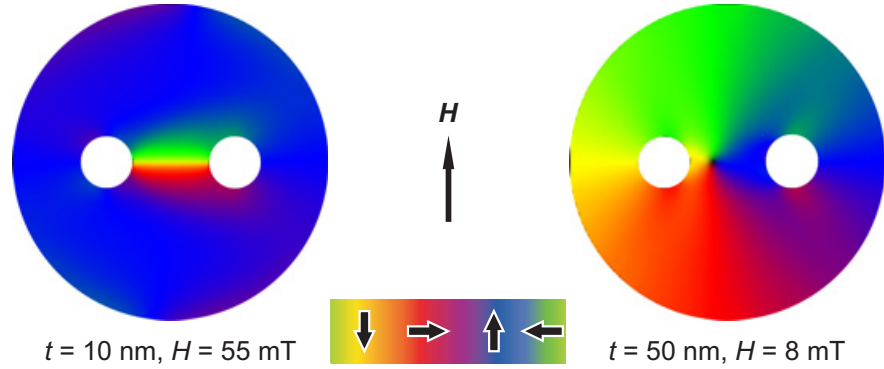


**Abbildung 8.9:** Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$  als Funktion der Schichtdicke  $t$ . Eine Erhöhung der Scheibendicke geht mit einer Verringerung des Schaltfelds einher.

Wie die Simulationsergebnisse in Abb. 8.9 zeigen, fällt das Schaltfeld monoton von  $H_{\text{sw}} = 37$  mT bei  $t = 15$  nm auf  $H_{\text{sw}} = 13,4$  mT bei  $t = 40$  nm. Bemerkenswert ist, dass der in diesem Dicken-Intervall funktionierende Schaltmechanismus,



wie er in Abschn. 8.3 dargestellt wurde, sowohl bei Verringerung der Scheibendicke  $t$  als auch deren Erhöhung von anderen Ummagnetisierungsmechanismen abgelöst wird. Wählt man beispielsweise  $t = 50$  nm, so tritt derselbe Effekt zu Tage wie im vorangehenden Abschnitt, als der Antidot-Abstand  $d$  zu groß wurde: Der Vortex-Kern findet nach dem Depinning eine stabile Position zwischen den beiden Antidots (s. Abb. 8.10, rechts), welche er erst nach Verschiebung und erneutem Pinning bei erhöhtem externen Feld wieder verlässt. Ein grundlegend verschiedener Ummagnetisierungsvorgang tritt hingegen auf, wenn man eine dünne Scheibe mit  $t = 10$  nm betrachtet. Im Gegensatz zu allen bisherigen Resultaten wird in diesem Fall die Region zwischen den beiden Antidots erst ganz zuletzt bei einer Feldstärke von über 55 mT parallel zum externen Feld ausgerichtet. Der linken Magnetisierungskonfiguration in Abb. 8.10 ist zu entnehmen, dass sich zwischen den beiden künstlichen Pinningzentren eine  $360^\circ$ -Wand ausbildet, welche sich in der vorliegenden Konstellation als überaus stabil erweist.



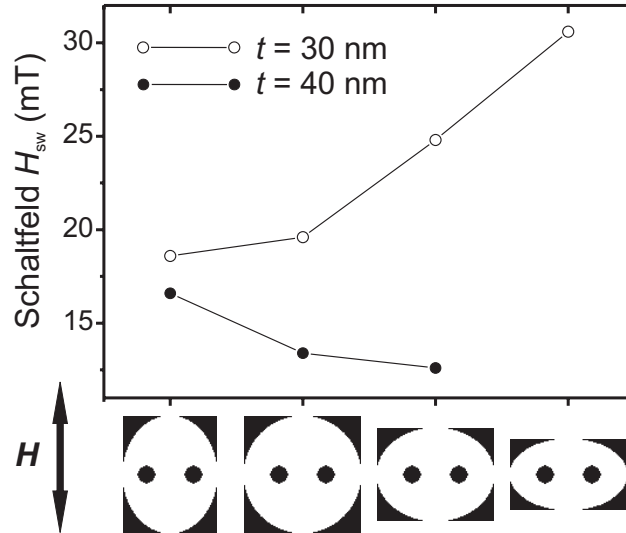
**Abbildung 8.10:** Magnetisierungszustände von Py-Scheiben ( $D = 500$  nm,  $d = 200$  nm) der Dicke  $t = 10$  nm (links) bzw.  $t = 50$  nm (rechts) bei den angegebenen Stärken des Magnetfelds  $H$ . Für beide Schichtdicken versagt der in 8.3 beschriebene Schaltmechanismus: In der dünnen Scheibe entsteht eine stabile  $360^\circ$ -Wand zwischen den Antidots, in der dicken taucht der Vortex-Kern zwischen den künstlichen Pinningzentren auf.

### 8.4.3 Schaltfeld und Teilchenform

Nachdem in den beiden vorhergehenden Abschnitten die Abhängigkeit des Schaltfelds  $H_{\text{sw}}$  vom Abstand  $d$  der Antidots als auch von der Dicke  $t$  der Nanoscheiben erforscht wurde, soll hier schließlich — als letzter geometrischer Faktor — die Bedeutung der Teilchenform diskutiert werden. Obwohl das in Abschn. 5.2 beschriebene Herstellungsverfahren es gestattet, Dünnschicht-Elemente mit beliebigen Umrissen mit Antidots zu versehen, werden in diesem Abschnitt nur ellip-tisch geformte Partikel betrachtet. Befindet sich nämlich ein Teilchen mit runder äußerer Begrenzungsfläche im Vortex-Zustand, so schmiegen sich die Spins dem

Probenrand an, so dass keine störenden Einflüsse von den Randbereichen der Probe zu erwarten sind. Weist der Probenrand hingegen Ecken auf, so können von dort ausgehende Streufelder ebenso wie in solchen Fällen häufig auftretende frustrierte Spins das magnetische Verhalten wesentlich komplizieren.

Die große Halbachse der hier untersuchten ellipsenförmigen Teilchen beträgt in allen Fällen 250 nm, die Länge der kleinen Halbachse liegt bei 150 bzw. 200 nm. Die symmetrisch um den Mittelpunkt der Ellipse angeordneten Antidots weisen Durchmesser von 80 nm auf, sie sind  $d = 200$  nm voneinander entfernt. Um einen optischen Eindruck vom Aussehen der untersuchten Proben zu vermitteln und die Ergebnisse zugleich systematisch darzustellen, wurden die in den *LLG*-Simulationen verwendeten Masken entlang der „x-Achse“ in Abb. 8.11 angetragen. Die Simulationsparameter sind mit denen der beiden vorhergehenden Abschnitte identisch, auch hier wurde das Probenvolumen in kubische Zellen der Kantenlänge 5 nm diskretisiert.



**Abbildung 8.11:** Schaltfeld  $H_{sw}$  als Funktion der Teilchenform. Die horizontalen/vertikalen Halbachsen der elliptischen Teilchen betragen (von links nach rechts): 200 nm/250 nm, 250 nm/250 nm, 250 nm/200 nm, 250 nm/150 nm. Die beiden Graphen beziehen sich auf unterschiedliche Schichtdicken.

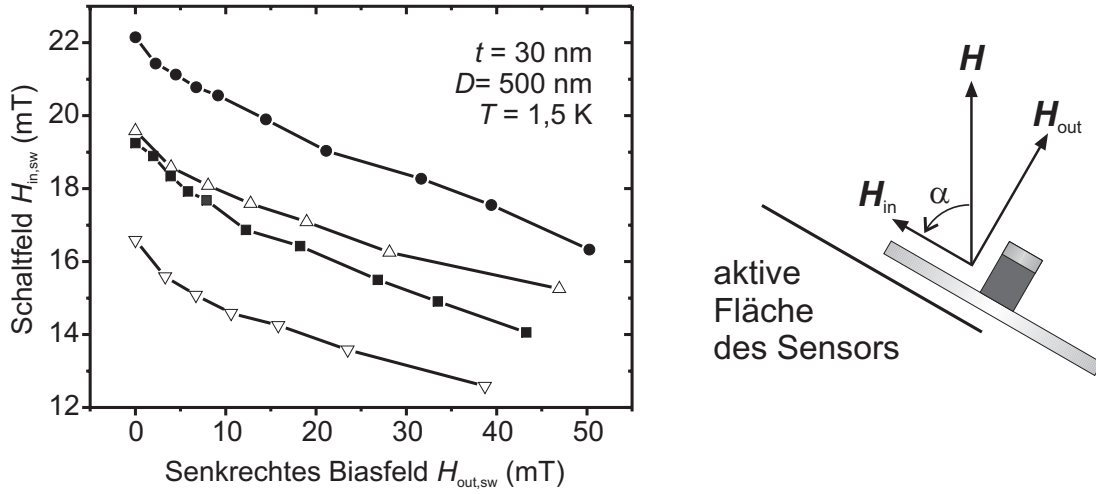
Die Ergebnisse der Untersuchungen an  $t = 30$  nm (Kreise) und  $t = 40$  nm (ausgefüllte Punkte) dicken ellipsenförmigen Teilchen mit Antidots sind in Abb. 8.11 zu sehen. Während nach oben das errechnete Schaltfeld  $H_{sw}$  angetragen ist, ist an Stelle einer herkömmlichen x-Achse die jeweils verwendete Probengeometrie abgebildet. Die Darstellung beschränkt sich auf Formen, in welchen der Schaltmechanismus im Sinne von Abschn. 8.3 vorgefunden wurde. Für die 40 nm dicke Ellipse der ganz rechts skizzierten Form beispielsweise ist kein Datenpunkt eingetragen, da in diesem Fall der Vortex-Kern zwischen den beiden Antidots auftauchte.

Es ist bemerkenswert, dass die beiden Kurven für  $t = 30$  nm und  $t = 40$  nm entgegengesetztes Verhalten offenbaren: Während der Graph für  $t = 30$  nm relativ steil von  $H_{\text{sw}} = 18,6$  mT auf  $H_{\text{sw}} = 30,6$  mT ansteigt, fällt derjenige für  $t = 40$  nm von  $H_{\text{sw}} = 16,6$  mT auf  $H_{\text{sw}} = 12,6$  mT. Dies verdeutlicht, dass es generell ausgesprochen schwierig ist, allgemein gültige Aussagen über den Zusammenhang zwischen Schaltfeld und Probengeometrie zu treffen. Wenngleich das niedrigste errechnete Schaltfeld mit  $H_{\text{sw}} = 12,6$  mT noch deutlich über 10 mT liegt, lässt sich mit Blick auf die bisher diskutierten Daten sicherlich nicht ausschließen, dass für spezielle, hier noch nicht untersuchte Teilchengometrien Schaltfelder unter 10 mT erzielbar sind. Außerdem berücksichtigen die Simulationen den Einfluss höherer Temperaturen auf die Schaltfeldstärke nicht. Wie die Messungen in Abb. 8.2 (b) und (d) anzeigen, führt thermische Aktivierung zu einer Verringerung von  $H_{\text{sw}}$ . Ehe dies jedoch im Detail erörtert wird (s. Abschn. 8.4.5), soll die Wirkung eines zusätzlich angelegten Biasfelds auf die Schaltfeldstärke bei niedrigen Temperaturen beschrieben werden.

#### 8.4.4 Einfluss eines Biasfelds

Die charakteristischen Feldstärken für Vortex-Bildung und -Vernichtung in Kreisscheiben ohne Defekte sind von der Präsenz einer senkrecht zur Scheibenebene verlaufenden Magnetfeldkomponente abhängig (s. Anhang C). Es stellt sich daher die Frage, ob zusätzlich wirkende senkrechte Felder auch genutzt werden können, um die Schaltfeldstärke  $H_{\text{sw}}$  in Scheiben mit zwei Antidots zu beeinflussen. In diesem Abschnitt werden sowohl Hall-Messungen als auch *LLG*-Simulationen beschrieben, mit deren Hilfe dies überprüft wurde.

In den Hall-Experimenten wurde der mit einem drehbaren Probenhalter ausgerüstete Probenstab (s. Abschn. 4.1) verwendet, um die zu untersuchenden Partikel im homogenen externen Magnetfeld kippen zu können. Da die Drehachse parallel zu einer virtuellen Verbindungslinie zwischen den beiden Antidots verlief, entstand durch das Verkippen zusätzlich zu dem in gewohnter Richtung verlaufenden Feld  $\mathbf{H}_{\text{in}}$  eine senkrecht zur Scheibenebene gerichtete Komponente  $\mathbf{H}_{\text{out}}$ , s. Abb. 8.12. Wenngleich diese ebenso vom Hall-Sensor erfasst wurde wie das vom magnetischen Partikel stammende Streufeld, ergab sich daraus für die Bestimmung von  $H_{\text{sw}}$  dennoch kein Problem: Während der Aufnahme einer Umagnetisierungskurve verlief der vom externen Feld verursachte Anteil an der Hall-Spannung linear, so dass er vom Streufeldsignal des Partikels unterschieden werden konnte. Minor Loops, in denen ein Sprung bei der Schaltfeldstärke  $H_{\text{sw}}$  den Positionswechsel des Vortex-Kerns zwischen den beiden Antidots anzeigte, wurden für Kippwinkel  $\alpha = 0, 6, 12, 18, 24, 36, 48, 60, 66$  und  $72^\circ$  aufgenommen. Der so erhaltene Wert von  $H_{\text{sw}}$  bezieht sich allerdings auf das vom Magnetsystem generierte Gesamtfeld, so dass die in der Scheibenebene  $H_{\text{in,sw}}$  bzw. senkrecht zu ihr  $H_{\text{out,sw}}$  verlaufenden Komponenten anschließend noch zu errechnen sind.



**Abbildung 8.12:** Die Skizze im rechten Bildteil veranschaulicht die experimentelle Situation, dargestellt sind die Py-Scheibe mit den beiden Defekten (der hintere ist vom vorderen verdeckt), die aktive 2DEG-Fläche sowie die unter dem Kippwinkel  $\alpha$  auftretenden Magnetfeldkomponenten  $H_{in}$  und  $H_{out}$ . Die Graphen zeigen die Stärke des in der Ebene verlaufenden Feldes zum Zeitpunkt des Schaltvorgangs  $H_{in,sw}$  als Funktion des gleichzeitig herrschenden senkrechten Feldes  $H_{out,sw}$ . Punkte: gemessen für  $d = 150$  nm, Quadrate: gemessen für  $d = 200$  nm (Antidot-Durchmesser jeweils ca. 85 nm), nach oben weisende Dreiecke: simuliert für  $d = 200$  nm (Antidot-Durchmesser 80 nm), nach unten gerichtete Dreiecke: simuliert für  $d = 200$  nm (Antidot-Durchmesser 60 nm).

In Abb. 8.12 ist das Schaltfeld  $H_{in,sw}$  gegen den zugehörigen Betrag der senkrechten Komponente  $H_{out,sw}$  aufgetragen, wobei die Messungen an den Py-Scheiben von Abschn. 8.1 ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm) durchgeführt wurden. Die Ergebnisse der Scheibe mit  $d = 150$  nm sind mit ausgefüllten Punkten, diejenigen für  $d = 200$  nm jedoch mit Quadraten gekennzeichnet. Übereinstimmend zeigen die Daten der beiden Proben, dass das zum Auslösen des Schaltvorgangs benötigte Schaltfeld  $H_{in,sw}$  umso geringer ist, je größer sich die gleichzeitig herrschende senkrechte Komponente  $H_{out,sw}$  gestaltet. Bei dem Partikel mit  $d = 150$  nm sinkt es von  $H_{in,sw} \approx 22$  mT bei  $\alpha = 0^\circ$  auf  $H_{in,sw} \approx 16$  mT bei  $\alpha = 72^\circ$  ( $H_{out,sw} \approx 50$  mT), für  $d = 200$  nm verzeichnet man einen Abfall von  $H_{in,sw} \approx 19$  mT bei  $\alpha = 0^\circ$  auf  $H_{in,sw} \approx 14$  mT bei  $\alpha = 72^\circ$  ( $H_{out,sw} \approx 43$  mT). Aus einem linearen Fit, welcher freilich dem Verlauf der beiden Kurven — vor allem im Bereich kleiner Kippwinkel  $\alpha$  — nur grob gerecht wird, ergibt sich eine Steigung von etwa  $-0,1$ .

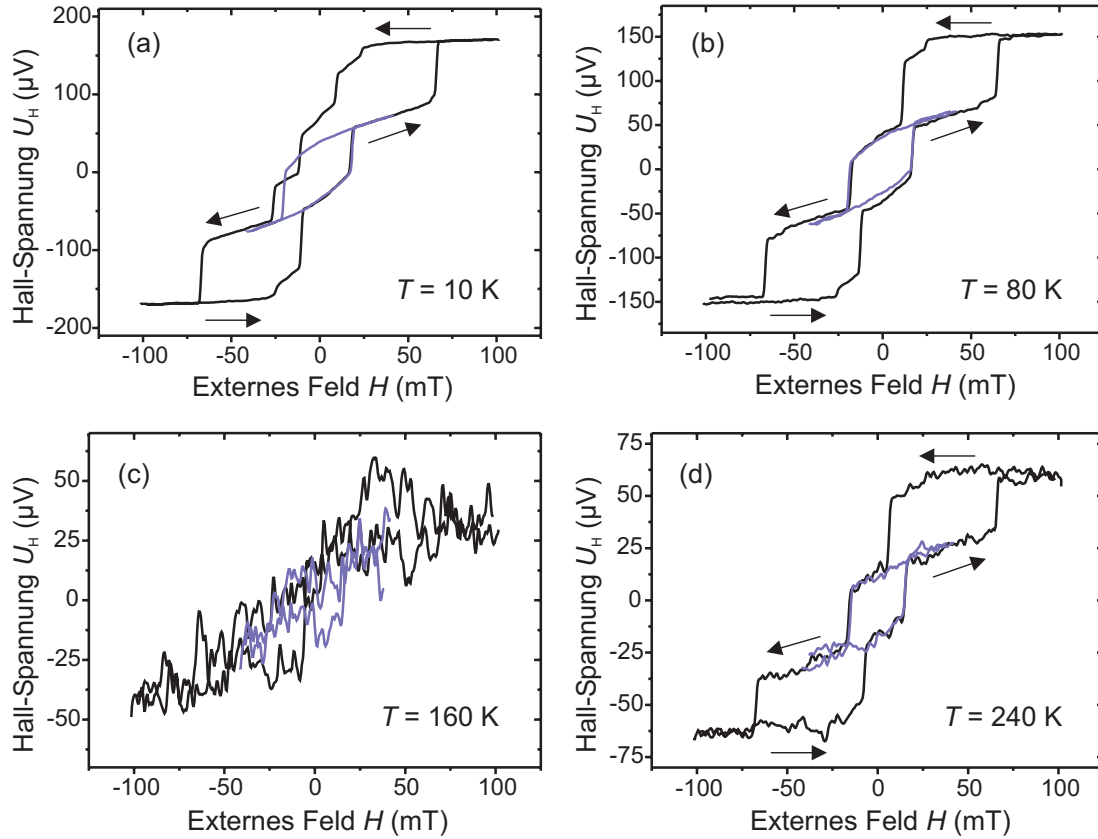
Zum Vergleich wurden auch mikromagnetische Simulationen für verschiedene Kippwinkel ( $\alpha = 0, 12, 24, 36, 48, 60$  und  $72^\circ$ ) durchgeführt, wobei die üblichen Parameter Anwendung fanden. Dem Experiment entsprechend wurde für eine  $t = 30$  nm dicke Scheibe mit einem Durchmesser von  $D = 500$  nm gerechnet, der Defektabstand betrug  $d = 200$  nm. Für einen Defektdurchmesser von 80 nm

ergeben sich die mit nach oben zeigenden Dreiecken markierten Datenpunkte, welche vor allem bei kleinen Kippwinkeln  $\alpha$  kaum von den zugehörigen gemessenen Werten (Quadrate) abweichen. Deutlichere Unterschiede treten erst bei größeren Kippwinkeln auf, wobei auch hier die Abweichungen noch nicht gravierend sind. Die in nach unten weisenden Dreiecken dargestellten Daten stammen von Simulationen, die sich lediglich im Antidot-Durchmesser (60 statt 80 nm) von den eben beschriebenen unterscheiden. Die resultierenden Schaltfelder  $H_{\text{in,sw}}$  liegen durchweg 2 bis 3 mT unter den für einen Antidot-Durchmesser von 80 nm erhaltenen Werten. Dies kann vermutlich damit begründet werden, dass ein kleinerer Antidot-Durchmesser zu einem effektiv größeren Abstand zwischen den Pinningzentren führt, da der Vortex-Kern zu Beginn des Schaltvorgangs unmittelbar an der dem Scheibemittelpunkt zugewandten Begrenzung des Antidots entsteht (vgl. Abschn. 8.3).

#### 8.4.5 Das Schaltfeld als Funktion der Temperatur

Mit Ausnahme der beiden grauen Minor Loops in Abb. 8.2 (b) und (d) wurden alle bisher in dieser Arbeit präsentierten Hall-Messungen bei Temperaturen  $T \leq 4,2$  K durchgeführt. Erstens weisen die verwendeten Mikro-Hall-Sensoren bei niedrigen Temperaturen erfahrungsgemäß das beste Signal-Rausch-Verhältnis auf. Zweitens befinden sie sich im ballistischen Transportregime, so dass die Hall-Messungen im Prinzip auch eine quantitative Analyse des erfassten Streufelds gestatten (vgl. Abschn. 2.2.2). Drittens schließlich wurde häufig der Vergleich mit den Ergebnissen mikromagnetischer Rechnungen gesucht, welche i. Allg. die Situation bei  $T = 0$  beschreiben. Dieser Umstand ist sicherlich mitverantwortlich für die erzielte hohe Übereinstimmung zwischen den Hall-Experimenten und den sie ergänzenden mikromagnetischen Simulationen. Trotz der Vorzüge, die Messungen bei tiefen Temperaturen bieten, werden in diesem Abschnitt Hall-Untersuchungen in einem Temperaturbereich zwischen  $T = 1.4$  K und  $T = 240$  K vorgestellt. Schließlich geht aus den Minor Loops in Abb. 8.2 (b) und (d) bereits hervor, dass das Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$  einer Kreisscheibe mit Antidots durch thermische Aktivierung verringert werden kann. Der Verlauf von  $H_{\text{sw}}$  als Funktion der Temperatur  $T$  soll in diesem Abschnitt erforscht werden.

Die Experimente wurden an den scheibenförmigen Partikeln ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm) mit zwei Antidots ( $d = 150$  bzw.  $200$  nm) von Abschn. 8.1 vorgenommen. Vollständige Ummagnetisierungskurven sowie Minor Loops zur Ermittlung der Schaltfeldstärke  $H_{\text{sw}}$  wurden mit Hilfe des VTI (s. Kap. 4.1) bei Temperaturen von  $T = 1, 4, 10, 20, 40, 80, 120, 160, 200$  und  $240$  K aufgezeichnet. Exemplarisch sind die Messkurven der Probe mit  $d = 200$  nm für die Temperaturen  $T = 10, 80, 160$  und  $240$  K in Abb. 8.13 dargestellt. Eine bereits auf den ersten Blick wahrnehmbare Beobachtung betrifft das Rauschverhalten des Mikro-Hall-Sensors: Während bei  $T = 10$  K (a) kein Rauschen zu erkennen ist und sich auch die Kurven bei  $T = 80$  K (b) noch kaum beeinträchtigt

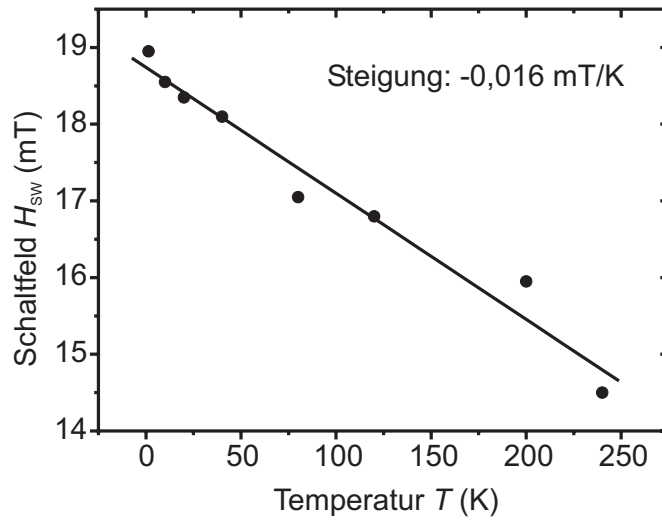


**Abbildung 8.13:** Ummagnetisierungskurven (schwarz) und Minor Loops (blau) einer Scheibe ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm) mit zwei Antidots im Abstand von  $d = 200$  nm bei unterschiedlichen Temperaturen. Während der verwendete Mikro-Hall-Sensor bei Temperaturen  $T \leq 80$  K exzellent und bei hohen Temperaturen über  $T = 200$  K brauchbar arbeitet, geht das magnetische Signal in einem Temperaturbereich um  $T = 160$  K buchstäblich im Rauschen unter.

zeigen, geht das magnetische Signal bei  $T = 160$  K (c) regelrecht im Rauschen unter. Besonders erstaunlich ist, dass sich das Signal-Rausch-Verhältnis bei fortgesetzter Temperaturerhöhung wieder wesentlich verbessert, und wenngleich die Kurven für  $T = 240$  K (d) stärker verrauscht sind als die bei  $T \leq 80$  K gemessenen Daten, können sie problemlos ausgewertet werden. Die Ursache des „toten Temperaturbereichs“, der sich auf der Temperaturskala über etwa 50 K erstreckt und in dem der Mikro-Hall-Sensor keine brauchbaren magnetischen Daten liefert, stellt ein bislang ungeklärtes Phänomen dar. Auch D. Schuh beobachtete an Mikro-Hall-Sensoren aus GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-2DEG-Material einen Temperaturbereich verstärkten Rauschens, was er mit dem Übergang vom ballistischen in das diffusive Transportregime in Verbindung brachte [107]. Diese Erklärung lässt sich jedoch schwerlich mit den später erfolgten Hall-Messungen von J. Liszkowski in Einklang bringen, welche mit InAs-basierten Mikro-Hall-Sonden



durchgeführt wurden und auch im quasiballistischen Transportregime, also im Übergangsbereich zwischen ballistischem und diffusivem Transport (s. Abschn. 2.2.1), ein akzeptables Signal-Rausch-Verhältnis aufwiesen [180]. Ein alternativer Erklärungsansatz zieht *DX-Zentren* als Ursache des Rauschens in Betracht, was sowohl hinsichtlich der Temperatur, bei welcher das Phänomen sich ereignet, als auch des Materials, aus welchem die betroffenen Kreuze gefertigt wurden, plausibel erscheint [181]. Ohne hier auf Details näher einzugehen, können die Si-Dotieratome in  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  entweder die Gitterplätze von Ga-Atomen besetzen oder — unter Einbuße einer Bindung zu einem benachbarten Atom — einen Zwischengitterplatz. Im zweiten Fall bildet sich ein DX-Zentrum mit speziellen Eigenschaften bezüglich der Elektronenaffinität, die unter Umständen für die ungewöhnliche Temperaturabhängigkeit des Rauschens in den Hall-Sensoren verantwortlich sein könnten. Unabhängig von diesen Überlegungen führte auch A. Oral die DX-Zentren als Ursache für den „toten Temperaturbereich“ an [182], doch werden wohl erst weitere Untersuchungen endgültig Gewissheit bringen.



**Abbildung 8.14:** Die Punkte repräsentieren das an einer Scheibe mit zwei Antidots ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm,  $d = 200$  nm) bei unterschiedlichen Temperaturen  $T$  gemessene Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$ , die Werte für  $T = 1.4$  K bzw.  $T = 240$  K stammen von den blauen bzw. grauen Minor Loops in Abb. 8.2 (d). Die Gerade stellt den zugehörigen linearen Fit dar.

Bezüglich des temperaturabhängigen Verhaltens der magnetischen Proben gilt es zunächst als wichtiges Resultat festzuhalten, dass der in den Abschnitten 8.1, 8.2 und 8.3 entdeckte und beschriebene Schaltmechanismus auch bei Temperaturen bis mindestens  $T = 240$  K noch zuverlässig funktioniert, wie die in Abb. 8.2 und Abb. 8.13 (d) gezeigten Hall-Messungen beweisen. Trägt man die jeweils aus Up- und Down-Sweep gemittelte Schaltfeldstärke  $H_{\text{sw}}$  gegen die Messtemperatur  $T$  auf, so erhält man den Graphen in Abb. 8.14. Offensichtlich sinkt das Schalt-



feld mit zunehmender Temperatur  $T$  annähernd linear, und ein entsprechender Fit gemäß

$$H_{\text{sw}}(T) = H_{\text{sw}}^0 (1 - \beta T) \quad (8.1)$$

ergibt  $H_{\text{sw}}^0 = 18,7 \text{ mT}$  und  $\beta = 8,8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ . Auch die beiden anderen Proben (eine mit  $d = 150 \text{ nm}$  und eine mit  $d = 200 \text{ nm}$ ) zeigten die lineare Abhängigkeit von der Temperatur mit beinahe identischen Steigungen, der Graph der Probe mit  $d = 150 \text{ nm}$  unterschied sich allerdings durch einen höheren Wert von  $H_{\text{sw}}^0$ , s. dazu Abschn. 8.4.1.

Eine theoretische Beschreibung des hier betrachteten Experiments beruht auf der Vorstellung, dass bei endlichen Temperaturen durch thermische Aktivierung ein Nukleationskeim entsteht, und zwar bereits bei einer Feldstärke  $H < H_{\text{sw}}^0$  ( $H_{\text{sw}}^0$  ist die Schaltfeldstärke bei  $T = 0$ ) [97, 183]. Dieser Keim führt zur Entstehung des Vortex-Kerns am Rande des Antidots, anschließend vollzieht sich rasch die Ummagnetisierung der Scheibenregion zwischen den beiden Antidots, vgl. Abschn. 8.3. Energetisch betrachtet stellt die Erzeugung des Nukleationskeims eine Barriere dar, deren Höhe  $\Delta E$  allerdings durch Anlegen eines externen Magnetfelds verringert werden kann. Für dünne magnetische Schichten besitzt sie allgemein die Form

$$\Delta E = C (H_{\text{sw}}^0 - H)^{\frac{1}{n}}, \quad (8.2)$$

s. [184, 185]. Während  $C$  eine schichtdickenabhängige Konstante symbolisiert, wird  $n$  vom Schaltmechanismus bestimmt. Mit Hilfe der *Arrhenius-Gleichung* lässt sich die Wahrscheinlichkeit  $p$  dafür, dass der Schaltvorgang bei den herrschenden Bedingungen (Temperatur  $T$  und externes Magnetfeld  $H$ ) stattfindet, angeben (bezogen auf Einheitszeit):

$$p = A_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right). \quad (8.3)$$

Dabei repräsentiert  $A_0$  die Frequenz, mit der das System versucht, einen Nukleationskeim zu generieren. Sie liegt bei etwa  $10^9$  bis  $10^{10} \text{ 1/s}$  und ist mit der gyromagnetischen Präzessionszeit verknüpft [184, 186].  $k_B$  bezeichnet die Boltzmann-Konstante ( $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ ). Betrachtet man das Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$  als dasjenige externe Magnetfeld, bei dem die Schaltwahrscheinlichkeit  $p$  nach der Zeit  $t$  gleich  $\frac{1}{2}$  ist, so folgt aus Gln. 8.2 und 8.3

$$H_{\text{sw}}(t, T) = H_{\text{sw}}^0 \left[ 1 - \left( \frac{k_B T}{H_{\text{sw}}^0 C} \ln(2A_0 t) \right)^n \right]. \quad (8.4)$$

Ein Vergleich dieses Ausdrucks mit Gl. 8.1 zeigt, dass im vorliegenden Fall  $n = 1$  zu wählen ist. Dies legen auch zweidimensionale analytische Betrachtungen der Domänennukleation in dünnen Schichten nahe [187]. Eine lineare Abnahme des Schaltfelds als Funktion der Temperatur wurde überdies von verschiedenen Gruppen im Experiment beobachtet [97, 184, 185]. Unter den untersuchten rechteckigen Py-Elementen befanden sich auch Partikel, deren Ummagnetisierung sich

über den Vortex-Zustand vollzog. Ihre Werte von  $\beta$  liegen in der gleichen Größenordnung wie die hier vorgefundenen [97]. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Daten über die Temperaturabhängigkeit des Schaltfelds  $H_{sw}$  fügen sich also widerspruchsfrei in das von anderen Gruppen vorgezeichnete Bild. Bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführte Messungen an einer Scheibe mit nur einem Punktdefekt bestätigen die Existenz eines „toten Temperaturbereichs“ der Hall-Sensoren (s. Abschn. D im Anhang). Weiterhin zeigen sie einen linearen Zusammenhang zwischen Depin-Feldstärke und Temperatur.

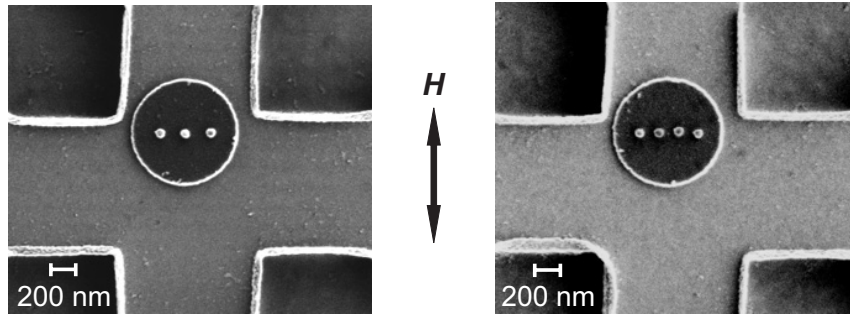
Nachdem hiermit die Untersuchungen an Scheiben mit zwei künstlichen Pinningzentren abgeschlossen sind, wird sich der folgende Abschnitt der Frage widmen, wie sich ein magnetisches Partikel mit drei bzw. vier Antidots verhält. Das in Abschn. 5.2 beschriebene Herstellungsverfahren beschränkt die Anzahl künstlicher Pinningzentren nicht, solange die Fläche des sie beherbergenden Dünnschicht-Elements ausreichend groß ist.

## 8.5 Scheiben mit drei und vier Antidots

Die Erforschung scheibenförmiger magnetischer Elemente mit drei bzw. vier Antidots mag als zusätzlicher experimenteller Test des Vortex-Pinning und Vortex-Schaltens betrachtet werden. Wie sich überdies herausstellen wird, ergeben sich aus den Versuchen auch in Bezug auf technische Anwendungen durchaus interessante Aspekte.

Da Scheiben mit einem Durchmesser von  $D = 500$  nm zu klein sind, um drei oder gar vier entlang einer Linie aufgereichte Antidots aufzunehmen, beträgt der Durchmesser der hier untersuchten Py-Scheiben  $D = 800$  nm, während ihre Dicke unverändert bei  $t = 30$  nm liegt. Diese scheibenförmigen Elemente enthalten entweder drei Antidots mit einem Abstand von  $d = 200$  nm oder vier Antidots mit  $d = 150$  nm, wobei  $d$ , wie gewohnt, vom Mittelpunkt eines Antidots zu dem des benachbarten gemessen ist. Typische Vertreter der beiden Versionen sind in den REM-Aufnahmen von Abb. 8.15 dargestellt. Natürlich mussten auch die Abmessungen der Hall-Sensoren an die neue Scheibengröße angepasst werden, die Breite von Strompfad und Spannungsabgriffen beläuft sich auf jeweils  $1\ \mu\text{m}$ . Die Hall-Messungen wurden bei niedrigen Temperaturen um  $T = 1,4$  K durchgeführt, wobei das externe Magnetfeld  $\mathbf{H}$  in gewohnter Richtung, also in der Scheibenebene und senkrecht zu einer gedachten Verbindungslinie der Antidots, verlief.

Ummagnetisierungskurven (schwarz) von Scheiben mit drei Antidots ( $d = 200$  nm) bzw. vier Antidots ( $d = 150$  nm) sind in Abb. 8.16 (a) bzw. (c) zu sehen. Genau wie die Hystereseschleifen der Scheiben mit zwei Antidots (s. Abschn. 8.1) sind sie von einer Abfolge von Sprüngen und stetig verlaufenden Kurvenabschnitten geprägt, welche komplexes magnetisches Verhalten vermuten lassen. Dies ist insofern nicht verwunderlich, als die Vortex-Nukleation selbst in Kreisscheiben

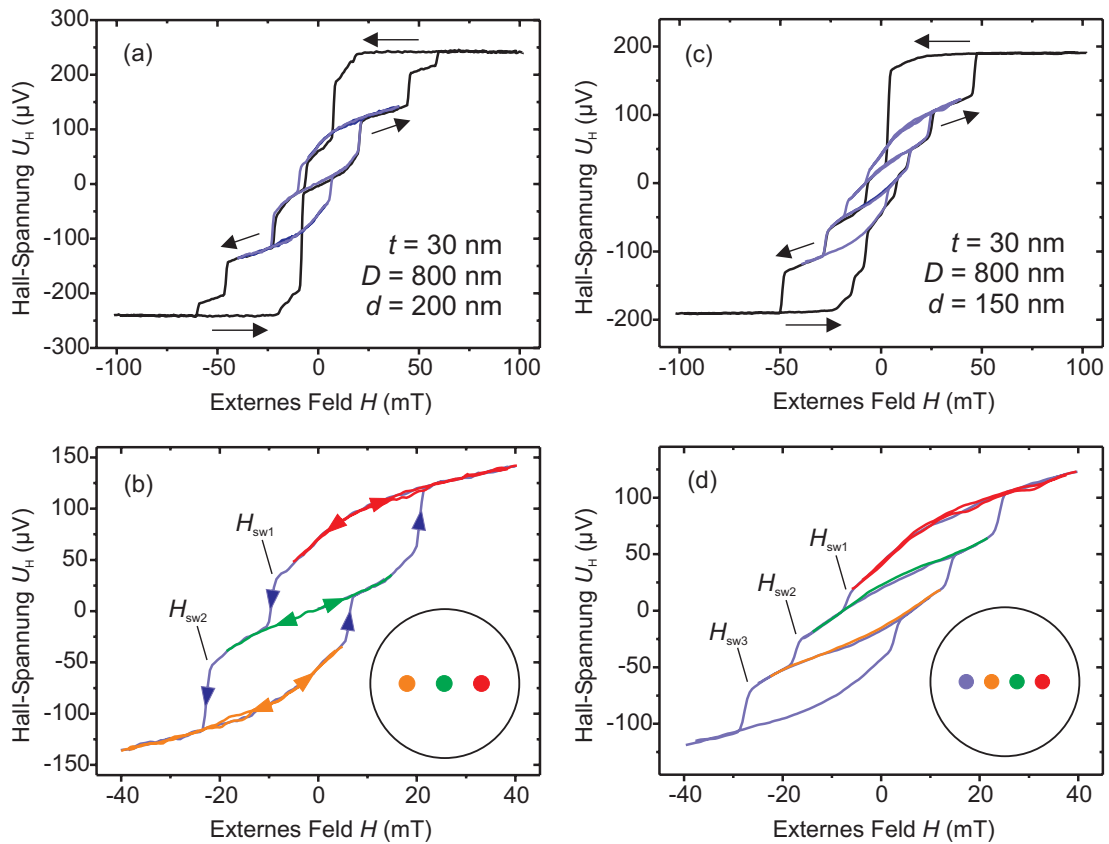


**Abbildung 8.15:** Py-Scheiben ( $t = 30$  nm,  $D = 800$  nm) mit drei (links) bzw. vier (rechts) Antidots (Antidot-Durchmesser ca. 85 nm), aufgenommen mit einem Rasterelektronenmikroskop. Die Breite der symmetrisch geformten Hall-Sonden beträgt  $1\ \mu\text{m}$ . Der Doppelpfeil zwischen den beiden REM-Bildern zeigt die Richtung des angelegten Magnetfelds  $H$  an. Die Messungen in Abb. 8.16 (c) und (d) stammen von dem rechts abgebildeten Partikel.

ohne sichtbare Defekte als vielschichtiger Prozess entlarvt wurde (s. Kap. 6) und es anzunehmen ist, dass die Integration von Punktdefekten die Situation zunächst nicht vereinfacht.

Eindeutig reproduzierbare Minor Loops (blau), welche des besseren Überblicks wegen den Ummagnetisierungsdaten in (a) und (c) beigelegt wurden, kündigen jedoch an, dass das magnetische Verhalten der Partikel nach erfolgter Vortex-Entstehung wieder einfacher zu durchschauen ist. Die Hall-Messungen an der Scheibe mit drei Antidots zeigen drei Plateaus (a), wogegen die Scheibe mit vier Antidots vier Plateaus erkennen lässt (c). Dies bestätigt den Verdacht, dass in einer Scheibe geeigneter Größe mit  $n$  Antidots, von denen jeder ein Pinningzentrum für den Vortex-Kern darstellt,  $n$  metastabile Zustände auftreten. Um Details besser auflösen zu können, sind die Minor Loops in Abb. 8.16 (b) und (d) noch einmal vergrößert abgebildet. Die roten, grünen und orangen Minor Loops beweisen, dass die Magnetisierungsänderungen der Probe reversibel sind, solange das externe Feld innerhalb bestimmter Intervalle hin- und hergefahren wird: Die Spannungskurven verlaufen kontinuierlich und deckungsgleich. Erst wenn die Stärke des externen Feldes einen bestimmten Wert übersteigt, erfolgt ein irreversibler Sprung, der auf dem darunter oder darüber liegenden Plateau endet. Ausgelöst wird diese Diskontinuität dadurch, dass der Vortex-Kern bei Überschreiten der kritischen Feldstärke dazu gezwungen wird, sein momentanes Pinningzentrum zu verlassen und — abhängig von der Polarität des externen Feldes und dem Drehsinn des magnetischen Wirbels — entweder zu seinem rechten oder linken Antidot-Nachbarn überzuwechseln.

Weiterhin ist bemerkenswert, dass der Vortex-Kern nicht nur an jedem der  $n$  Antidots gepinnt werden kann, sondern dass alle dadurch entstehenden magnetischen Zustände auch bei  $H = 0$ , also in Remanenz, stabil sind. Durch Anlegen eines externen Magnetfelds geeigneter Stärke kann man von jedem der  $n$  mögli-



**Abbildung 8.16:** Hall-Messungen an Scheiben mit drei [(a),(b)] bzw. vier [(c),(d)] Antidots, die entlang einer Geraden angeordnet sind (s. Abb. 8.15). Die Graphen der oberen Reihe zeigen vollständige Ummagnetisierungskurven (schwarz) und Minor Loops (blau). Letztere sind in den beiden unteren Graphen vergrößert dargestellt. Die rot, grün und orange gekennzeichneten Plateaus werden reversibel durchlaufen, da sie von Zuständen stammen, bei welchen der Vortex-Kern jeweils an dem entsprechend gefärbten Antidot (s. Insets) gepinnt ist. Erreicht das externe Feld hingegen die Schaltfeldstärke ( $H_{sw1}$ ,  $H_{sw2}$  oder  $H_{sw3}$ ), so kann der Vortex zwischen benachbarten Antidots wechseln, was einen Sprung in der Spannungskurve hinterlässt.

chen remanenten Zustände zu jedem beliebigen anderen schalten. Will man den Vortex-Kern beispielsweise von dem roten Antidot zum benachbarten grünen überführen, was in den Messkurven einem Wechsel vom rot gekennzeichneten Plateau zum grünen entspricht, so ist eine Feldstärke in dem Intervall zwischen  $H_{sw1}$  und  $H_{sw2}$  zu wählen. Übertrifft  $H$  hingegen  $H_{sw2}$ , so wandert der Vortex vom grünen zum orangenen Antidot weiter und bleibt dort haften, vorausgesetzt  $H < H_{sw3}$  (bezogen auf (d)). Durch Umkehren der Magnetfeldrichtung schließlich springt der Vortex-Kern in entgegengesetzter Richtung von einem Antidot zum nächsten. Sobald das externe Feld abgeschaltet wird, verbleibt der Vortex an dem Antidot, an welchem er zuletzt gepinnt wurde.

## 8.6 Zusammenfassung

Hall-Messungen an Py-Scheiben ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm) mit zwei Antidots im Abstand von  $d = 150$  nm bzw.  $d = 200$  nm zeigten bistabiles magnetisches Verhalten, was auf Vortex-Pinning an den beiden Antidots bzw. auf Vortex-Schalten zwischen diesen zurückgeführt wurde. Mit Hilfe quasistatischer Simulationen konnte diese Interpretation bestätigt werden, wobei die berechneten Ergebnisse sehr gut mit den Messungen übereinstimmten.

Um den Vorgang des Vortex-Schaltens näher zu erforschen, wurden zeitaufgelöste Simulationen mit verschiedenen Computercodes (*LLG*, *OOMMF*) durchgeführt. Ihnen zufolge vollzieht sich der Übergang des Vortex von einem Antidot zum anderen binnen weniger als 500 ps, wenngleich die diskontinuierlich ausgelösten Spinwellenanregungen erst nach etlichen Nanosekunden abklingen.

Das Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$  lässt sich durch eine Veränderung der Probengeometrie variieren. Berechnet wurde der Einfluss des Antidotabstands  $d$ , der Dicke  $t$  und der Form des mit Antidots versehenen Dünnschicht-Elements, wobei ein minimales Schaltfeld von  $H_{\text{sw}} = 12,6$  mT erzielt wurde. Darüber hinaus wurde sowohl im Experiment als auch mit mikromagnetischen Simulationen gezeigt, dass ein senkrecht zur Teilchenebene gerichtetes Biasfeld das Schaltfeld verringern kann. Aufgrund thermischer Aktivierung sinkt das Schaltfeld mit zunehmender Proben temperatur  $T$  linear (Steigung ca.  $-16$   $\mu\text{T/K}$ ).

Mit Hilfe von Hall-Untersuchungen an Kreisscheiben mit einem Durchmesser von 800 nm und drei bzw. vier Antidots wurde die Existenz entsprechend vieler stabiler remanenter Zustände nachgewiesen. Durch Anlegen eines homogenen Magnetfelds geeigneter Stärke kann der Vortex an jedem der künstlichen Pinningzentren verankert werden.

Diese Resultate — mehrere stabile remanente Zustände, kurze Schaltzeiten, variable Schaltfelder — lassen Dünnschicht-Elemente mit Antidots für gewisse technische Anwendungen als prädestiniert erscheinen. Beispielsweise könnten Partikel mit  $n$  künstlichen Pinningzentren als magnetische Speicherelemente dienen, in denen sich  $n$  mögliche Zustände speichern lassen. Der folgende Abschnitt wird sich kritisch mit dieser Problematik auseinandersetzen. Insbesondere werden Vor- und Nachteile im Vergleich zu herkömmlichen magnetischen Speicherelementen erörtert, die eine weitgehend homogene Magnetisierung aufweisen. Darüber hinaus wird eine spezielle Anordnung vorgestellt, welche den Einsatz von Kreisscheiben mit Antidots in kombinierten Speicher-Logik-Bausteinen vorsieht.

# Kapitel 9

## Eignung als MRAM- und Logik-Elemente

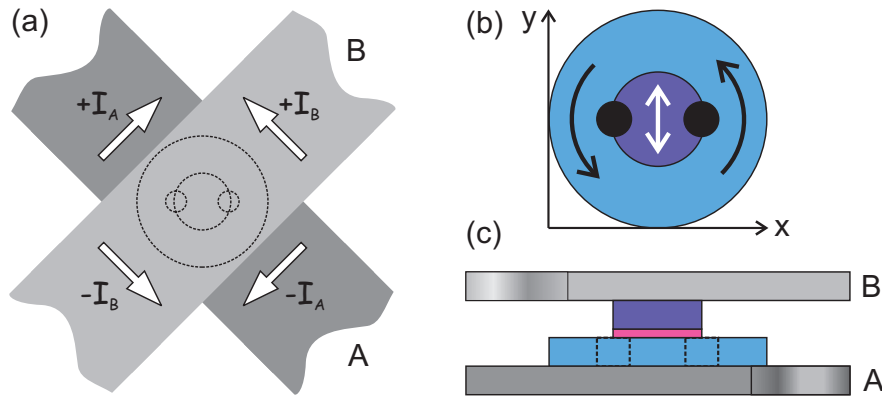
### 9.1 Scheiben mit Antidots als Speicherelemente

In der Einleitung dieser Arbeit wurde das typische Funktionsprinzip eines MRAM-Speichers erläutert. Magnetische Dünnschicht-Elemente bilden das Herzstück der individuellen Speicherbausteine, welche sich an den Schnittpunkten orthogonal verlaufender metallischer Leiterbahnen befinden (s. Abb. 1 und 2). Erzeugen Word-Line und Bit-Line am Ort einer bestimmten Speicherzelle gleichzeitig ein Magnetfeld, indem sie von elektrischem Strom durchflossen werden, so kann diese spezielle Zelle ummagnetisiert und auf diese Weise Information gespeichert werden. Der große Vorteil der MRAM-Speicher besteht darin, dass die Daten nicht flüchtig gespeichert sind, also bei Stromausfall nicht verloren gehen. Könnten die in Kap. 8 vorgestellten Dünnschicht-Elemente mit Antidots in MRAM-Speicherzellen Verwendung finden?

Indem sie zwei, drei oder vier stabile remanente Zustände aufweisen (s. Abschn. 8.1, 8.2 und 8.5), erfüllen die Py-Scheiben mit künstlichen Pinningzentren bereits die grundlegendste Anforderung an ein magnetisches Speicherelement. Tatsächlich müsste es im Prinzip sogar möglich sein, in eine Scheibe mit einem Durchmesser von  $D = 800$  nm noch mehr Antidots zu integrieren, falls man deren lineare Anordnung aufzugeben bereit ist. Dies würde allerdings ein richtungsvariables externes Magnetfeld zum Schalten erfordern. Statt darauf näher einzugehen, wird das Augenmerk im Folgenden auf den kleineren Scheiben mit zwei Antidots liegen.

Wie können diese Elemente in eine MRAM-Zelle integriert werden? Wegen ihrer relativ großen Schichtdicke von einigen 10 nm würde eine CIP-Konfiguration (*current in plane*) vermutlich eine zu geringe Signalstärke bieten. Realistischer erscheint der Einbau in ein magnetisches Tunnелеlement in CPP-Konfiguration (*current perpendicular to plane*). In solchen Elementen trennt eine Tunnelbarrie-

re die weichmagnetische Schicht von der hartmagnetischen.<sup>1</sup> Der zum Auslesen genutzte Tunnelstrom fließt senkrecht zum Schichtsystem der Speicherzelle, wobei ihr Widerstand von der relativen Orientierung der Magnetisierung von weich- und hartmagnetischer Schicht abhängt, s. Einleitung.



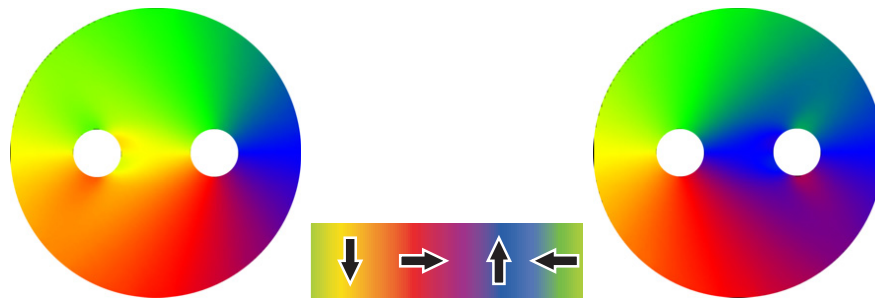
**Abbildung 9.1:** Zwischen den orthogonal verlaufenden Leiterbahnen A und B ist ein magnetisches Tunnелеlement eingeschlossen (a), (c). Die Funktion der weichmagnetischen Schicht übernimmt eine zirkular magnetisierte Kreisscheibe mit zwei Antidots (hellblau). Beim Vortex-Schalten ändert sich hauptsächlich die Magnetisierung zwischen den beiden Antidots (y-Richtung), wie die Pfeile in (b) andeuten. Um beim Auslesen trotzdem ein ausreichend hohes Signal zu erhalten, sind Tunnelbarriere (rot) und hartmagnetische Schicht (dunkelblau) auf die Fläche zwischen den Antidots beschränkt (b), (c).

Abbildung 9.1 zeigt die Skizze eines magnetischen Tunnелеlements, dessen weichmagnetische Schicht aus einer Kreisscheibe (hellblau) mit zwei Antidots (schwarze Punkte) besteht. Das Tunnелеlement befindet sich zwischen zwei metallischen Leiterbahnen A und B, die senkrecht zueinander verlaufen und verschiedene Funktionen erfüllen. Werden sie gleichzeitig von Strompulsen geeigneter Polung ( $+I_A$ ,  $+I_B$  oder  $-I_A$ ,  $-I_B$ ) durchflossen, so erzeugen sie die zum Speichern von Information durch Vortex-Schalten notwendigen Magnetfeldpulse in y-Richtung (s. dazu auch Abb. 9.3 und 9.4 im folgenden Abschnitt). Die den jeweiligen Stromrichtungen  $\pm I_{A,B}$  entsprechenden Magnetfeldrichtungen sind als Pfeile in Abb. 9.1 (a) eingezeichnet. Stimmen die Vorzeichen der Strompulse überein, so addieren sich die resultierenden Magnetfeldkomponenten in y-Richtung auf, während sich diejenigen in x-Richtung gegenseitig auslöschen. Darüber hinaus werden die Leiterbahnen zum Auslesen der magnetisch gespeicherten Information benutzt, indem ein Tunnelstrom von A nach B geschickt und die an der Speicherzelle abfallende Spannung gemessen wird.

<sup>1</sup> Als Tunnelbarrieren dienen häufig wenige Nanometer dicke Schichten aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Hartmagnetische Schichten können beispielsweise aus einem künstlichen Antiferromagneten (*synthetic antiferromagnet*, *SAF*) bestehen oder aus einer einzelnen Schicht, welche an einen Antiferromagneten gepinnt ist [134].



Wie aus Abb. 8.3 hervorgeht, ändert sich die Magnetisierung einer Kreisscheibe mit Antidots beim Schalten von  $M/M_S = 0,02$  auf  $M/M_S = -0,33$ , da sich im Wesentlichen das Gebiet zwischen den beiden Antidots ummagnetisiert, während die Randbereiche ihre Spinstruktur weitgehend beibehalten. Auch in Remanenz beträgt die Magnetisierung nur ca. 23 % des Sättigungswerts. Um dennoch eine ausreichend hohe Widerstandsänderung nach dem Schalten zu gewährleisten, wird die Tunnelbarriere (rot) ebenso wie die hartmagnetische Schicht (dunkelblau) kleiner als die Kreisscheibe gestaltet (Abb. 9.1 (b), (c)). Sie bedecken den zentralen Bereich zwischen den Antidots, wo sich die Magnetisierung der Scheibe beim Schalten etwa um  $180^\circ$  dreht, vgl. Abb. 9.2. Verläuft die Magnetisierung der hartmagnetischen Schicht in y-Richtung, so ermöglicht dies weitgehend parallele bzw. antiparallele Orientierung von weich- und hartmagnetischer Schicht (s. Abb. 9.1 (b)).



**Abbildung 9.2:** Remanente Zustände einer Py-Scheibe ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm) mit zwei Antidots im Abstand von  $d = 200$  nm. Die Magnetisierung beträgt  $M/M_S = -0,23$  (links) bzw.  $M/M_S = 0,23$  (rechts). Die beiden Magnetisierungskonfigurationen unterscheiden sich hauptsächlich im Bereich zwischen den Antidots.

Die magnetischen Schichten *herkömmlicher* Tunnelemente sind über ihre gesamte Fläche hinweg homogen magnetisiert und weisen keine künstlichen Löcher auf. Getrennt von der Tunnelbarriere, sind sie übereinander strukturiert und besitzen dieselbe Grundfläche. Die Widerstandsänderung beim Schalten entspricht der bei Verwendung eines bestimmten Schichtsystems maximal möglichen. Darüber hinaus sind solche Tunnelemente wesentlich einfacher zu präparieren als das in Abb. 9.1 vorgeschlagene Design. Andererseits können die gemäß Abb. 9.1 strukturierten Tunnelemente auch als Logik-Bausteine eingesetzt werden, wie in Abschn. 9.2 erläutert. Außerdem treten in konventionellen Elementen beim Schalten der weichmagnetischen Schicht häufig Probleme auf, welche bei Verwendung von Antidot-Scheiben in der Anordnung von Abb. 9.1 vermutlich verringert oder umgangen werden können. Dies wird im Folgenden näher betrachtet.

Ein zentrales Problem bei der Herstellung von MRAM-Speichern besteht darin, dass die tausende und abertausende von Speicherzellen eines Chips ihre Magnetisierung nicht nur bei einem niedrigen (grob um 5 mT), sondern auch für alle Zellen einheitlichen Schaltfeld umkehren müssen. Warum dies bei mag-

netischen Teilchen, deren Magnetisierung komplett geschaltet wird, zu Schwierigkeiten führen kann, lässt sich anhand des *Brownschen Paradoxons* erörtern [24, 21]. Wie W. F. Brown zeigte, wird zur Ummagnetisierung eines vollständig gesättigten, perfekten kugelförmigen Kristalls ein externes Magnetfeld der Stärke  $H = \frac{2K}{J_s}$  benötigt, wobei  $K$  die Anisotropiekonstante darstellt. Dieses Ergebnis ist unabhängig von der Größe des magnetischen Körpers und insbesondere davon, ob er über- oder unterhalb des Single-Domain-Limits liegt (s. Abschn. 1.3.1). Die Nukleation einer Domänenwand nämlich erfordert Spindrehung gegen dieselben Anisotropiekräfte, die einer homogenen Rotation der Magnetisierung entgegenstehen. Das Paradoxon besteht nun darin, dass dieses Resultat sämtlichen experimentellen Erfahrungen widerspricht: Die gemessenen Koerzitivfelder magnetischer Körper sind in der Regel wesentlich kleiner als der oben angegebene Wert. Wie lässt sich das *Brownsche Paradoxon* lösen? Abgesehen davon, dass die untersuchten Proben zumeist nicht kugelförmig sind, steckt der Fehler in der Annahme, die magnetischen Teilchen seien perfekt. Tatsächlich aber weisen sie mannigfache Arten von Imperfektionen auf, beispielsweise Randrauigkeiten (oftmals durch den lithographischen Herstellungsprozess bedingt), Kristallfehler, nicht-magnetische Verunreinigungen etc.. Die bei vielen Teilchengometrien auftretenden Ecken führen ebenso wie diese Imperfektionen zu vorzeitiger Nukleation, gefolgt von Ummagnetisierung durch Domänenwandverschiebung. Eine Veränderung der Schaltfeldstärke in rechteckigen Nanoelementen durch raue Ränder wurde in [188, 189, 190] nachgewiesen. Überdies geht man davon aus, dass fransige Probenränder die Ausbreitung von Randsolitonen beeinträchtigen können, was sich ebenfalls in der Schaltfeldstärke bemerkbar macht [191, 192]. Genau darin steckt ein großer Nachteil von Dünnschicht-Elementen, deren Magnetisierung beim Schalten vollständig umgekehrt wird: Ihre Schaltfelder werden maßgeblich von Defekten bestimmt. Da diese ihrem Wesen entsprechend statistisch über die Elemente verstreut sind, kommt es zu breiten Schaltfeldverteilungen [11, 193]. Die von den Leiterbahnen erzeugten Magnetfelder jedoch sind für alle Partikel etwa gleich, so dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Element nicht schaltet oder ein anderes unbeabsichtigt schaltet, steigt und so die Funktionsfähigkeit des Speicherchips gefährdet wird.

Eine Schaltfeldverbreiterung wird allerdings nicht nur durch die ungewollte Variation in Form und Struktur verschiedener Teilchen ausgelöst, sondern auch dadurch, dass ein und dasselbe Partikel unterschiedliche Ummagnetisierungsmoden aufweisen kann. Dies wurde am Beispiel rechteckiger Elemente gezeigt [194, 96]. Thermische Fluktuationen können bereits dazu führen, dass die Ummagnetisierung eines Teilchens sich auf anderem Wege vollzieht, was A. S. Arrott zu der Frage verleitet [195]: „How does one design a bit so that it always goes by the same mode of reversal?“

Die Antwort könnte in der Verwendung von Dünnschicht-Elementen mit künstlichen Pinningzentren liegen. Unabhängig davon, in welchem der beiden stabilen Pinning-Zustände sich eine Scheibe mit zwei Antidots befindet, stellt die Gesamt-

magnetisierung immer einen Vortex dar, der in den Randbezirken außerhalb der Antidots stets in dieselbe Richtung magnetisiert ist (s. Abb. 9.1 (b)). Dies bedeutet insbesondere, dass die Spinstruktur entlang des äußeren Probenrandes dauerhaft erhalten bleibt und dort keine Nukleationsprozesse stattfinden. Auf diese Weise werden die oben beschriebenen negativen Auswirkungen der Randdefekte verhindert, welche wegen des lithographischen Herstellungsprozesses praktisch unvermeidbar auftreten. Der Vorteil zirkularer Magnetisierungskonfigurationen gegenüber linear magnetisierten Teilchen wird auch in [196] hervorgehoben, da das Schaltfeld der letzteren extrem sensibel von der exakten Form des Teilchendes abhängt (s. dazu auch [92]).

Bezüglich der Existenz unterschiedlicher Ummagnetisierungsmoden, die — wie oben beschrieben — beispielsweise in rechteckigen Teilchen nachgewiesen wurde, liegen im Falle der Kreisscheiben mit Antidots noch keine endgültigen Ergebnisse vor. Um diese Frage zu klären, wären systematische Untersuchungen mit abbildenden Methoden erforderlich. Die Ergebnisse der Kap. 7 und 8 zeigen jedoch, dass die beiden Zustände, in welchen der Vortex-Kern im rechten bzw. linken Antidot gepinnt ist, sehr stabil sind. Daraus leitet sich die Hoffnung ab, dass der magnetische Zustand zu Beginn eines Schaltvorgangs exakt definiert ist. Zumindest lässt sich annehmen, dass der Rand der Antidots keine Rauigkeiten aufweist, da er nicht infolge eines Standard-Liftoff-Prozesses entstand wie der äußere Scheibenrand, sondern durch den Umfang des festgebackenen Resists festgelegt ist (s. Abschn. 5.2). Falls diese Annahmen tatsächlich eintreten, erscheint es plausibel, dass die Nukleation des Vortex-Kerns am Rande des Antidots immer auf dieselbe Weise erfolgt, mit anderen Worten also nur eine einzige Ummagnetisierungsmode möglich ist. Dies wiederum sollte eine schmale Schaltfeldverteilung mit sich bringen.

A. S. Arrott schlug ein interessantes Design für MRAM-Elemente vor (*Hystérons* genannt), welche durch ihre spezielle Formgebung dauerhaft eine Domänenwand enthalten [192]. Da beim Umschalten des Hystérons diese Wand nicht erst gebildet werden muss, sondern unter der Wirkung des externen Feldes nur noch verschoben wird, ist — in Einklang mit den Erläuterungen zum Brownschen Paradoxon — das benötigte Schaltfeld gering. Außerdem spielen Randdefekte für diese Ummagnetisierungsmode keine Rolle. Die im vorigen Kapitel präsentierten Scheiben mit Antidots stimmen mit Arrotts Hystérons darin überein, dass sie grundsätzlich keine homogene Magnetisierung aufweisen. Dies unterscheidet die beiden Ansätze von anderen Vorschlägen, die auf einer linearen Magnetisierung von Dünnschicht-Elementen beruhen und den Schaltvorgang als deren vollständige Ummagnetisierung beschreiben. Im Gegensatz zum Arrottschen Modell muss jedoch in den Antidot-Scheiben die Spinstruktur, welche den Schaltvorgang einleitet, erst gebildet werden: Während die Domänenwand nie gänzlich aus den Hystérons eliminiert wird, entsteht der Vortex-Kern zu Beginn des Schaltvorgangs zwischen den beiden Antidots neu und verschwindet anschließend wieder. Wenngleich dadurch die Speicherzustände in den Antidot-Scheiben vermutlich

wesentlich stabiler und somit widerstandsfähiger gegen äußere Einflüsse sind als die der Hysterons, liegt die Schaltfeldstärke in den Scheiben mit Antidots deutlich über den für die Hysterons vorhergesagten 5 mT.

Allerdings zeigten die in Abschn. 8.4 aufgeführten Resultate, dass durch Variation der Probengeometrie eine Verringerung der Schaltfeldstärke möglich ist, wobei minimale Schaltfelder von 12,6 mT erzielt wurden. Eine Fortsetzung der systematischen Untersuchungen könnte eine weitere Verringerung des Schaltfelds nach sich ziehen. Außerdem gilt es zu berücksichtigen, dass die angegebenen Zahlenwerte bei niedrigen Temperaturen erhalten wurden. Um das Schaltfeld bei Raumtemperatur grob abzuschätzen, kann man den einer Temperatur von  $T = 0$  K entsprechenden Wert von 12,6 mT zugrunde legen und annehmen, dass das Schaltfeld linear mit zunehmender Temperatur fällt. In Abschn. 8.4.5 wurde mit Hilfe von Hall-Messungen ein linearer Zusammenhang zwischen Schaltfeld und Temperatur festgestellt, wobei die Steigung  $0,016 \frac{\text{mT}}{\text{K}}$  betrug. Aus diesen Annahmen resultiert ein Schaltfeld von 7,8 mT bei Raumtemperatur (300 K). Magnetfelder dieser Stärke sind technisch mit Hilfe Strom führender Leiterbahnen erzielbar.

Betrachtet man die Auswirkungen endlicher Temperaturen, so ist auch die Frage nach der thermischen Stabilität eines Speicherelements zu diskutieren. Gemäß dem Brownschen Paradoxon liegen die Schaltfelder beinahe gesättigter Teilchen über den Schaltfeldern von Partikeln, in welchen bereits ein Nukleationskeim vorhanden ist (wie beispielsweise im Hysteron). Um dennoch ausreichend niedrige Schaltfelder, welche von Strom führenden Leiterbahnen generiert werden können, zu realisieren, müssen die Schichtdicken linear magnetisierter Elemente stark — zumeist auf wenige Nanometer — reduziert werden. Da überdies auch die Fläche der Speicherelemente möglichst klein gestaltet wird, um eine hohe Speicherdichte zu erreichen, nimmt das Volumen der Partikel noch weiter ab. Dadurch wächst jedoch die Gefahr, dass thermische Fluktuationen die Stabilität der magnetischen Speicherzustände beeinträchtigen können [184]. Bezüglich dieses Punktes weisen die Scheiben mit Antidots den Vorteil auf, dass eine Verringerung der Schaltfeldstärke nicht durch kleinere, sondern — im Gegenteil — größere Schichtdicken erfolgt, wie in Abschn. 8.4.2 und 8.4.3 demonstriert wurde. Das Problem unbeabsichtigten thermischen Schaltens sollte in den Dünnschicht-Elementen mit Antidots deshalb keine Rolle spielen.

Nicht nur die Schaltfeldstärke stellt eine charakteristische Größe eines magnetischen Speicherelements dar, sondern auch die Zeitdauer, welche zum Ummagnetisieren des Elements benötigt wird (Schaltzeit). Neben den Eigenschaften des magnetischen Teilchens hängt sie auch von Richtung, Höhe, Form und Dauer der von Word- und Bit-Line generierten Feldpulse ab. Die Resultate der mikromagnetischen Simulationen in Abschn. 8.3 deuten darauf hin, dass in Kreisscheiben mit Antidots Schaltzeiten von unter einer Nanosekunde erreichbar sind, unter günstigen Umständen sollten sie sogar unter 500 ps liegen (s. dazu auch die Ergebnisse mikromagnetischer Simulationen im nächsten Abschnitt). Gegenwärtig betragen

die schnellsten beobachteten Schaltzeiten magnetischer Elemente wenige hundert Pikosekunden [197]. Das Vortex-Schalten vollzieht sich also innerhalb einer — auch im Vergleich zu einer aktuellen Zeitskala — akzeptablen Zeitspanne.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass Kreisscheiben mit  $n$  Antidots grundsätzlich als Speicherelemente geeignet sind, da sie  $n$  stabile remanente Zustände aufweisen. Allerdings erscheinen die gemessenen Schaltfelder noch etwas hoch, wenngleich die günstigste Teilchengeometrie bei Raumtemperatur ein Schaltfeld von unter 10 mT erreichen sollte. Die Schaltzeiten der Antidot-Scheiben sind mit jenen herkömmlicher Speicherelemente durchaus vergleichbar. Bezüglich der Stabilität gegenüber thermischen Fluktuationen sollten die mit Antidots versehenen Scheiben ihren homogen magnetisierten Konkurrenten sogar weit überlegen sein. Darüber hinaus sprechen einige Gründe dafür, dass die Schaltfeldverteilung, welche bei den konventionellen Speicherelementen häufig zu schwerwiegenden Problemen führt, für die in Kap. 8 vorgestellten Strukturen geringer ist. Allerdings muss auch dieser Punkt experimentell untersucht werden, ehe endgültig Gewissheit herrscht.

## 9.2 Scheiben mit Antidots als Logik-Bausteine

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Eignung scheibenförmiger Py-Strukturen mit zwei künstlichen Pinningzentren für den Einsatz in MRAM-Speicherzellen diskutiert. Wie im Folgenden detailliert geschildert wird, ist das in Abb. 9.1 vorgeschlagene Design jedoch nicht nur dazu konzipiert, um Daten nicht flüchtig und schnell zu speichern, sondern um darüber hinaus auch logische Operationen durchführen zu können.

Der Gedanke, einen Mikroprozessor aus einer großen Zahl nicht flüchtiger, umprogrammierbarer Logik-Bausteine aufzubauen, erscheint deshalb verlockend, weil ein solcher Prozessor innerhalb eines oder zumindest weniger Taktzyklen zur Lösung eines bestimmten Problems neu konfiguriert werden könnte. Die Anpassung der Prozessorarchitektur an die gegenwärtig zu bewältigende Aufgabe ermöglicht eine besonders effiziente Bearbeitung [2, 198, 199]. Dadurch verspricht man sich eine dramatische Erhöhung der Rechenleistung um bis zu drei Größenordnungen [200].

Die Durchführung logischer Operationen mit Hilfe des in Abb. 9.1 skizzierten Tunnелеlements vollzieht sich in drei Schritten. Im ersten Schritt (SET) wird das Element in einen definierten Ausgangszustand gebracht, indem die Scheibenfläche zwischen den beiden Antidots entweder nach oben oder nach unten ausgerichtet, der magnetische Wirbel also — je nach Drehsinn — am rechten oder linken Antidot gepinnt wird. Dies gelingt durch Strompulse ( $+I_A$ ,  $+I_B$ ) bzw. ( $-I_A$ ,  $-I_B$ ) durch die Leiterbahnen A und B. Dieser Schritt ist übrigens mit dem in Abschn. 9.1 beschriebenen, gewöhnlichen Speichervorgang identisch. Im zweiten Schritt (LOGIC) wird die logische Operation durchgeführt. Die zu be-

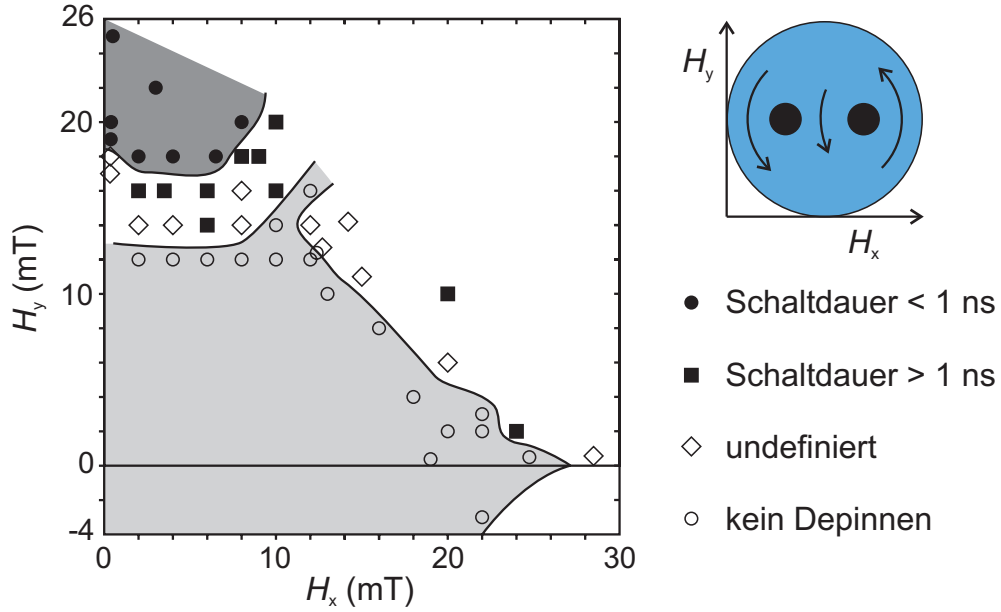


arbeitende Information wird dem betreffenden Tunnелеlement wiederum mit Hilfe simultan gesendeter Strompulse durch Bahn A und B zugeschickt und ist in der Richtung dieser Pulse codiert. Abhängig vom magnetischen Ausgangszustand der Kreisscheibe in diesem Element und dem aus den beiden Strompulsen resultierenden Magnetfeld kann ein Schaltvorgang, der den Vortex zum gegenüberliegenden Antidot befördert, ausgelöst werden. Das Funktionsprinzip beruht dabei darauf, dass nur starke Magnetfelder in y-Richtung ( $+I_A$ ,  $+I_B$  bzw.  $-I_A$ ,  $-I_B$ ) zum Umschalten ausreichen, Felder in x-Richtung ( $+I_A$ ,  $-I_B$  bzw.  $-I_A$ ,  $+I_B$ ) hingegen den magnetischen Zustand der Py-Scheibe nicht verändern können. Der dritte Schritt (READ) schließlich dient dem Auslesen des Resultats. Ob ein Schaltvorgang stattgefunden hat, ergibt sich aus der Höhe des Tunnelwiderstands, der niedrig (hoch) ist, wenn die Scheibenfläche zwischen den Antidots parallel (antiparallel) zur hartmagnetischen Schicht magnetisiert ist.

Ehe dieses Funktionsprinzip anhand logischer Tabellen im Detail vorgeführt wird, gilt es zu überprüfen, ob die genannten Voraussetzungen erfüllt sind: Magnetfeldpulse in y-Richtung müssen einen Schaltvorgang auslösen können, während gleich starke Pulse in x-Richtung keine dauerhafte Veränderung der Magnetisierung in der Py-Scheibe verursachen dürfen. Um dies zu testen, wurden mit *LLG* zeitaufgelöste ( $\alpha = 0,008$ ) mikromagnetische Simulationen an einer Kreisscheibe mit Antidots (Dicke  $t = 30$  nm, Durchmesser  $D = 500$  nm, Defektabstand  $d = 200$  nm, Defektdurchmesser: 80 nm) durchgeführt. Wie in den vorangehenden Simulationen wurde das Probenvolumen in kubische Zellen der Kantenlänge 5 nm diskretisiert, und die für Permalloy üblichen Materialparameter ( $M_S = 800$  kA/m und  $A = 13$  pJ/m) wurden verwendet, s. Abschn. 1.2.4. Als Ausgangsmagnetisierung diente jeweils eine Konfiguration, in welcher der im Gegen-Uhrzeigersinn gerichtete Vortex am rechten Antidot gepinnt war. Berechnet wurde die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung, nachdem ein Magnetfeldpuls, der zunächst über eine Zeitspanne von 700 ps konstant verlief und anschließend binnen 50 ps linear auf null zurückgefahren wurde, angelegt worden war. (Nach den Erfahrungen von Abschn. 8.3 sollten 700 ps ausreichen, um den Schaltvorgang auszulösen.) Die Simulation wurde für Magnetfeldpulse variierender Stärke und Richtung wiederholt, um einen Überblick über das Schaltverhalten der Py-Scheibe zu gewinnen. Feldpulse mit negativer y-Komponente wurden allerdings nur sporadisch getestet, da sie den Vortex-Kern in den Bereich zwischen rechtem Antidot und Probenrand zu treiben versuchen, was höhere Depinning-Feldstärken erwarten lässt.<sup>2</sup> Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 9.3 zusammengestellt. Dabei wurde auf die Darstellung von Datenpunkten mit größerer negativer  $H_y$ -Komponente vorläufig verzichtet, sie sind jedoch in Abb. 9.4 miteingetragen.

Das Diagramm in Abb. 9.3 zeigt, dass die verwendeten Magnetfeldpulse — abhängig von ihrer Stärke und Richtung, also ihrer Lage in der  $H_x$ - $H_y$ -Ebene

<sup>2</sup>Dafür sprechen auch die in Abb. 8.2 gezeigten quasistatischen Hall-Messungen, welche große Feldstärken (mindestens 55 mT) zum Depinnen des Vortex in Richtung Scheibenrand zeigen.



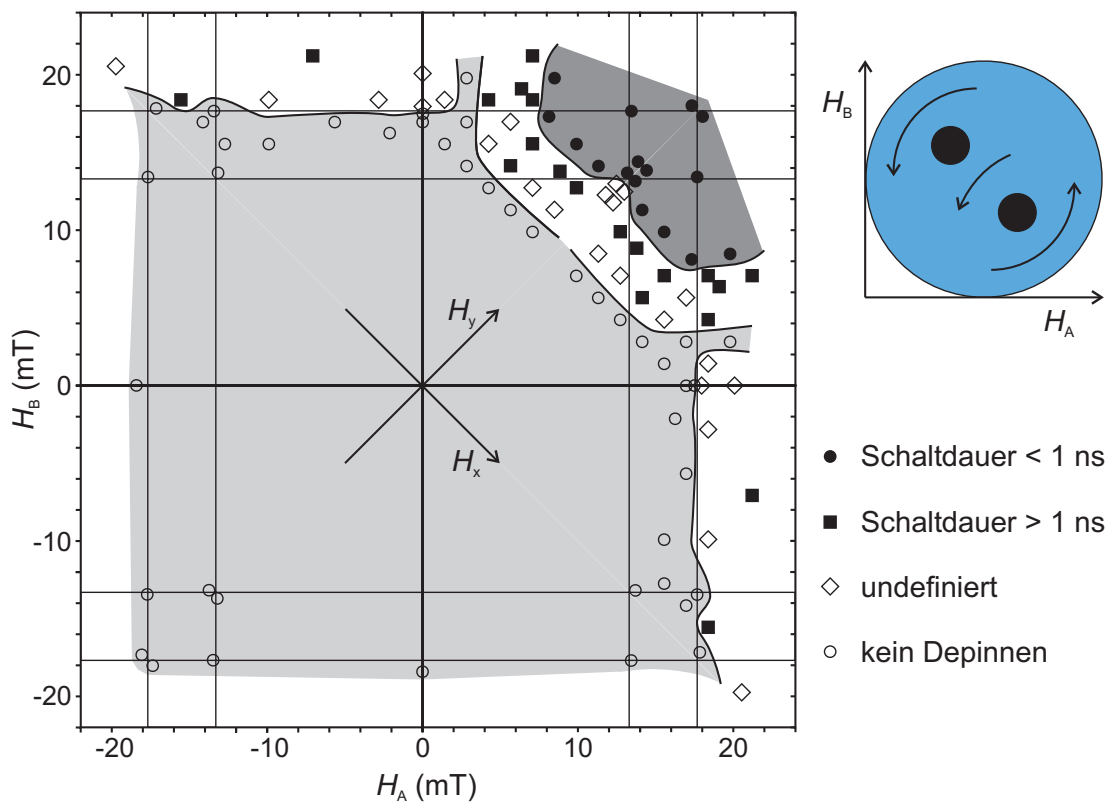
**Abbildung 9.3:** Das Diagramm veranschaulicht die Wirkung von Magnetfeldpulsen variierender Stärke und Richtung auf eine Py-Scheibe ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm,  $d = 200$  nm), berechnet mit *LLG*. Die mit Linien begrenzten Grauf Flächen dienen als Orientierungshilfe und wurden nachträglich eingezeichnet. Vor Beginn des Pulses ist der Vortex im rechten Antidot der Scheibe gepinnt, die Pfeile in der Skizze rechts oben deuten die Magnetisierungsrichtung an.

— unterschiedliche Wirkungen auf die Magnetisierung der Py-Scheibe ausüben. Dies verdeutlichen die nachträglich eingezeichneten Grauf Flächen, die als Orientierungshilfe gedacht sind und die  $H_x$ - $H_y$ -Ebene grob in drei Bereiche einteilen. Große  $H_y$ - und kleine  $H_x$ -Werte (ausgefüllte Punkte, dunkelgraue Fläche) führen zum Vortex-Schalten mit Schaltzeiten unter einer Nanosekunde. Feldpulse geringerer Höhe bzw. mit stärkerer Komponente in x-Richtung (Kreise, hellgraues Gebiet) hingegen können den Vortex nicht von seinem Pinningzentrum lösen, so dass nach Abklingen der vom Puls hervorgerufenen Spinwellenanregungen keine Magnetisierungsänderungen dauerhaft zurückbleiben. Schwieriger zu beschreiben ist das Verhalten im weißen Gebiet, das schwarze Quadrate und nicht ausgefüllte Rauten umfasst. Während die Quadrate erfolgreiche Schaltvorgänge mit Schaltzeiten über einer Nanosekunde symbolisieren, wurde die Wirkung der durch die Rauten repräsentierten Feldpulse nicht in allen Fällen geklärt. Grundsätzlich verursachten sie einen Depinning-Prozess, dem allerdings bis zum Ablauf der jeweils verwendeten Simulationsdauer (zumeist 1,5 ns) kein Pinning-Vorgang folgte. Gemäß den Ausführungen in Abschn. 8.3 kann man erwarten, dass sich der Vortex-Kern nach Beendigung des Feldpulses auf einer spiralförmigen Bahn dem Scheibenmittelpunkt nähert. Deshalb bestimmt vermutlich der durch die Parameter des Feldpulses definierte Entstehungsort des Vortex-Zentrums nach dem



Depinnen (insbesondere sein Abstand zum Scheibenmittelpunkt), ob der Vortex-Kern nach Durchlaufen eines Halbkreisbogens den gegenüberliegenden Antidot noch erreicht oder nach Relaxation schließlich im Scheibenmittelpunkt landet. Aus anwendungstechnischer Sicht sind beide Möglichkeiten unerwünscht, da die erste zu hohen Schaltzeiten führt, während die zweite die Scheibe in einem undefinierten Zustand (Vortex ungepinnt) hinterlässt.





Wenngleich das Diagramm von Abb. 9.3 einen Überblick über die geprüften Magnetfeldpulse und die erhaltenen Resultate gibt, ist aus ihm nur schwer ersichtlich, ob die Voraussetzungen für den Einsatz in Logik-Bausteinen eingehalten werden. Deshalb werden die Daten vom bisherigen Koordinatensystem (welches auch von *LLG* benutzt wird) in ein um  $45^\circ$  gedrehtes System transferiert, dessen Achsen parallel zu den Magnetfeldrichtungen der Leiterbahnen A und B ver-



**Abbildung 9.4:** Das Diagramm beruht überwiegend auf den Simulationsdaten von Abb. 9.3, verwendet allerdings das um  $45^\circ$  gedrehte Koordinatensystem der Leiterbahnen A und B (s. Skizze rechts oben und Abb. 9.1). Aus Symmetriegründen können die Daten außerdem an der  $H_y$ -Achse gespiegelt werden. Die senkrecht (waagrecht) verlaufenden Balken bedecken die  $H_A$ -Achse ( $H_B$ -Achse) von 13,4 mT bis 17,5 mT bzw. von -13,4 mT bis -17,5 mT. Setzen sich die verwendeten Magnetfeldpulse aus  $H_A$ - und  $H_B$ -Komponenten dieser Feldintervalle zusammen, so sind die genannten Voraussetzungen für die Anwendung als Logik-Element erfüllt.

laufen, vgl. Abb. 9.1. Darüber hinaus folgt aus der Symmetrie der betrachteten Magnetisierungskonfiguration, dass die simulierten Daten an der  $H_y$ -Achse gespiegelt werden dürfen, da die angelegten Feldpulse unabhängig vom Vorzeichen ihrer x-Komponente zu gleichwertigen Situationen führen. Das Diagramm in Abb. 9.4 beruht auf diesen Überlegungen und verwendet dieselben Daten wie in Abb. 9.3, ergänzt um einige Datenpunkte mit größerer negativer  $H_y$ -Komponente.

Magnetfeldpulse in positive y-Richtung resultieren aus Feldpulsen  $H_A$  und  $H_B$  gleicher Stärke, welche wiederum von Strompulsen  $+I_A$  und  $+I_B$  durch die Leiterbahnen A und B erzeugt werden. Aus Abb. 9.4 ist ersichtlich, dass Feldpulse  $H_A = H_B = 13,4$  mT ausreichen, um in den dunkelgrauen Bereich erfolgreicher Schaltvorgänge zu gelangen. Kombiniert man hingegen einen positiven Strom durch Leiterbahn A mit einem negativen durch Bahn B ( $+I_A, -I_B$ ), woraus ein Feldpuls in positiver x-Richtung entsteht, so erfolgt bei  $H_A = 13,4$  mT und  $H_B = -13,4$  mT noch kein Depinnen des Vortex vom rechten Antidot. Dies tritt erst bei höheren Beträgen der Feldpulse von über 17,5 mT pro Leiterbahn ein, wie an den Simulationsdaten entlang der  $H_x$ -Richtung in Abb. 9.4 zu sehen ist. Solange der Wert von 17,5 mT nicht überschritten wird, kann auch eine Leiterbahn alleine den Vortex nicht von seinem Pinningzentrum befreien (s. Datenpunkte entlang der  $H_A$ - bzw.  $H_B$ -Achse). Insgesamt deuten die Resultate der zeitaufgelösten mikromagnetischen Rechnungen darauf hin, dass die für die Funktionsweise als Logik-Element postulierten Voraussetzungen gegeben sind, wenn die Beträge der von den Strompulsen generierten Magnetfeldpulse  $H_A$  und  $H_B$  in dem Intervall zwischen 13,4 und 17,5 mT liegen.

Input	Feldrichtung (x-y-System)	logische Zuordnung
$+I_A$		1
$-I_A$		0
$+I_B$		1
$-I_B$		0

**Tabelle 9.1:** Positiven und negativen Richtungen der Strompulse durch die beiden Leiterbahnen A und B werden die logischen Zustände „1“ und „0“ zugeordnet. Den Simulationsdaten von Abb. 9.3 und 9.4 zufolge sollten die Strompulse so stark sein, dass sie Magnetfelder von etwa 15 mT generieren. Die Pfeile in der mittleren Spalte deuten die Richtungen der Magnetfeldpulse im x-y-Koordinatensystem an (vgl. Abb. 9.1).

Anhand zweier Beispiele wird nun die Durchführung logischer Operationen mit dem Tunnelelement von Abb. 9.1 im Detail erläutert, wozu zunächst einige Vereinbarungen zu treffen sind. Die dem Tunnelelement zugeführte Information ist in der Richtung der Strompulse enthalten: Positive Ströme ( $+I_A$  und  $+I_B$ )

Magnetisierung der Schichten	Wider- stand	logische Zuordnung
parallel	niedrig	1
antiparallel	hoch	0

**Tabelle 9.2:** Nach der logischen Operation wird das Ergebnis über den Widerstand des Tunnелеlements ausgelesen, wobei die gezeigte Zuordnung zwischen gemessenem Widerstand und logischem Zustand gelten soll.

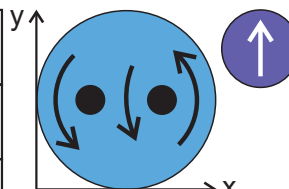
sollen der logischen „1“ entsprechen, negative ( $-I_A$  und  $-I_B$ ) hingegen der „0“ (s. Tab. 9.1). Beim Auslesen mit Hilfe eines Tunnelstroms durch das Element soll ein niedriger Widerstand, welcher einer parallelen Magnetisierung von weich- und hartmagnetischer Schicht entspricht, als logische „1“ aufgefasst werden, während der aus einer Antiparallel-Stellung resultierende hohe Widerstand eine logische „0“ darstellt (s. Tab. 9.2).

Als erstes Beispiel wird nun der Einsatz als AND-Gate beschrieben. Da sich der Drehsinn des magnetischen Wirbels bei seiner Entstehung in einem homogenen Magnetfeld nicht beeinflussen lässt,<sup>3</sup> soll zunächst ein Drehsinn gegen den Uhrzeiger angenommen werden. Außerdem sei das hartmagnetische Element über dem zentralen Bereich der mit Antidots versehenen Scheibe in positive y-Richtung magnetisiert. Wenngleich der Vortex-Kern in Remanenz gepinnt ist, ist es zunächst dem Zufall überlassen, von welchem der beiden Antidots er festgehalten wird. Um das Partikel in einen definierten Ausgangszustand zu versetzen, werden in der SET-Prozedur Strompulse  $-I_A$  und  $-I_B$  durch die Leiterbahnen geschickt. Dadurch wird das Scheibenzentrum nach unten ausgerichtet, der Vortex befindet sich anschließend am rechten Antidot, s. SET und Skizze in Abb. 9.5. Nach diesem vorbereitenden Schritt kann die logische Operation (LOGIC) durchgeführt werden, indem gleichzeitig ein Strompuls durch A und durch B geschickt wird. Wie aus der ersten Spalte der LOGIC-Tabelle (Input) in Abb. 9.5 hervorgeht, sind vier Kombinationen von Stromrichtungen möglich. Von ihnen führt allerdings nur eine ( $+I_A$ ,  $+I_B$ ) zu einem Schaltvorgang, der den Vortex-Kern zum linken Antidot transportiert und dabei das Scheibenzentrum in positive y-Richtung magnetisiert. Wie in den Simulationen oben gezeigt wurde, können in x-Richtung verlaufende Feldpulse die Magnetisierung nicht dauerhaft verändern, und der in negative y-Richtung weisende Puls ist mit dem der SET-Prozedur identisch und bringt ebenfalls keine Veränderung mit sich. Deshalb wird beim nun folgenden READ-Schritt nur im Falle zweier positiv gerichteter Ströme ( $+I_A$ ,  $+I_B$ ) ein niedriger Widerstand des Tunnелеlements gemessen (logisch „1“), in al-

<sup>3</sup>M. Schneider fand heraus, dass der Drehsinn des Vortex in Kreisscheiben mit künstlich hervorgerufener geometrischer Asymmetrie auch mit homogenen externen Feldern definiert eingestellt werden kann [201].

**AND-Funktion:**

SET		
Input		Feldrichtung (x-y-System)
$I_A$	$I_B$	
0	0	$\swarrow + \searrow = \downarrow$



LOGIC			READ
Input		Feldrichtung (x-y-System)	Schalt- vorgang
$I_A$	$I_B$		Output
1	1	$\nearrow + \nwarrow = \uparrow$	ja
1	0	$\nearrow + \searrow = \rightarrow$	nein
0	1	$\swarrow + \nwarrow = \leftarrow$	nein
0	0	$\swarrow + \searrow = \downarrow$	nein

**Abbildung 9.5:** Die Durchführung logischer Operationen vollzieht sich i. Allg. in drei Schritten, bestehend aus SET (kleine Tabelle, oben), LOGIC und READ (große Tabelle unten). Die Skizze veranschaulicht den magnetischen Zustand der Py-Scheibe nach der SET-Prozedur; die in positive y-Richtung magnetisierte harte Schicht ist eigentlich über der Kreisscheibe zentriert, wurde allerdings der Übersichtlichkeit wegen nach rechts oben versetzt gezeichnet. Aus der unteren Tabelle geht hervor, dass der SET-Schritt das Tunnelement als AND-Gate arbeiten lässt (vgl. Input-Output).

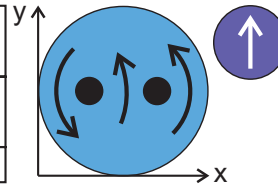
len anderen Fällen bleibt das Scheibenzentrum antiparallel zur hartmagnetischen Schicht, was einer logischen „0“ entspricht, s. Tab. 9.2. Ein Vergleich der ersten (Input) und der letzten (Output) Spalte der LOGIC/READ-Tabelle in Abb. 9.5 bestätigt, dass das Tunnelement wie ein AND-Gate funktioniert.

Verwendet man — unter sonst gleichen Bedingungen (Drehsinn, Magnetisierung der harten Schicht) — eine andere SET-Routine, so lässt sich dasselbe Tunnelement auch als OR-Gate einsetzen, wie anhand des zweiten Beispiels demonstriert werden soll. Ersetzt man die in negative Richtungen fließenden Strompulse des vorigen SET-Schritts durch solche in positive Richtungen ( $+I_A$ ,  $+I_B$ ), so wird der Vortex definitiv am linken Antidot gepinnt, und das Scheibenzentrum ist in positive y-Richtung magnetisiert, s. Abb. 9.6. Im anschließend durchgeführten LOGIC-Schritt kann von den vier möglichen Kombinationen von Strompulsen durch die beiden Leiterbahnen A und B nur diejenige einen Schaltvorgang auslösen, in der beide Ströme in negative Richtungen fließen ( $-I_A$ ,  $-I_B$ ). In den anderen drei Fällen, in denen kein Schaltvorgang stattfindet, bleibt das Innere der Scheibe parallel zur hartmagnetischen Schicht magnetisiert, was beim Auslesen (READ) zu einem niedrigen Tunnelwiderstand führt (logisch „1“). Wird hingegen der Vortex durch einen Feldpuls in negative y-Richtung zum rechten Antidot befördert und das Scheibenzentrum gleichzeitig ummagnetisiert, registriert man einen hohen Widerstand des Tunnelements (logisch „0“). Die LOGIC/READ-

**OR-Funktion:**

SET		
Input		Feldrichtung (x-y-System)
$I_A$	$I_B$	
1	1	$\nearrow + \nearrow = \uparrow$

LOGIC				READ
Input		Feldrichtung (x-y-System)	Schaltvorgang	Output
$I_A$	$I_B$			
1	1	$\nearrow + \nearrow = \uparrow$	nein	1
1	0	$\nearrow + \searrow = \rightarrow$	nein	1
0	1	$\swarrow + \nearrow = \leftarrow$	nein	1
0	0	$\swarrow + \searrow = \downarrow$	ja	0



**Abbildung 9.6:** Durch Verwendung eines modifizierten SET-Schritts wird das Tunnелеlement in ein OR-Gate umprogrammiert, vgl. mit Abb. 9.5.

Tabelle in Abb. 9.6 fasst dies noch einmal zusammen und zeigt, dass das Tunnелеlement durch die Variation des SET-Schritts in ein OR-Gate umprogrammiert wurde.

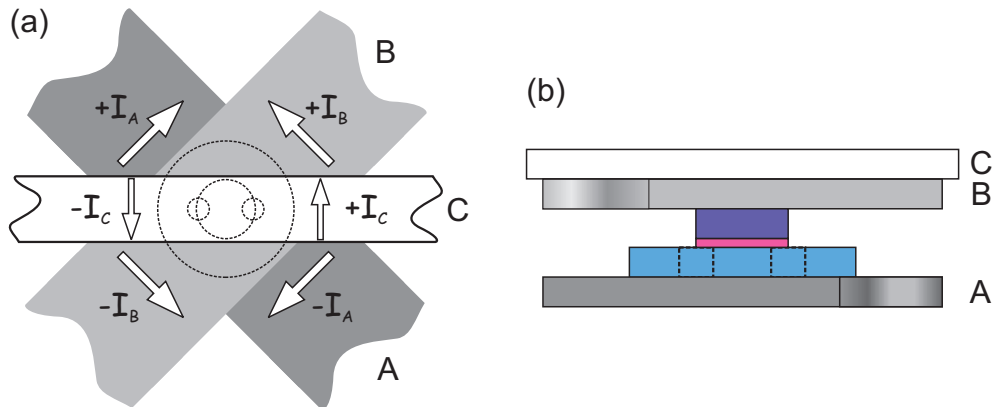
Die beiden Beispiele wurden unter der Annahme diskutiert, der Drehsinn des magnetischen Wirbels in der Py-Scheibe verlaufe im Gegen-Uhrzeigersinn. Wie bereits erwähnt, lässt sich der Drehsinn in einer symmetrischen Scheibe mit Hilfe eines homogenen externen Feldes aber nicht frei einstellen, sondern bleibt dem Zufall überlassen. Bedeutet dies, dass die betrachteten Tunnелеlemente nur dann korrekt nach obiger Beschreibung arbeiten, wenn der Vortex zufällig mit einem bestimmten Drehsinn entstand? Die Antwort ist „Nein“. Bei dem vorgestellten Funktionsprinzip kommt es nämlich nur auf die Magnetisierungsrichtung des Gebiets zwischen den Antidots an, und diese folgt den angelegten Feldpulsen in y-Richtung. Der Drehsinn des Vortex bestimmt lediglich, ob der Vortex-Kern am rechten oder linken Antidot gepinnt sein muss, damit die zentrale Fläche der Kreisscheibe in positive oder negative y-Richtung magnetisiert sein kann. Mit Hilfe der zum Auslesen verwendeten Widerstandsmessung kann zum Beispiel nicht unterschieden werden, ob der Vortex im Uhrzeigersinn rechts oder mit entgegengesetztem Drehsinn links gepinnt ist. In beiden Fällen weist die Magnetisierung der Scheibe unterhalb der hartmagnetischen Schicht in positive y-Richtung, und der Widerstand des Tunnелеlements hängt nur von der relativen Orientierung der Magnetisierung in der harten Schicht ab. Man kann sich mühelos davon überzeugen, dass die Logik-Tabellen für im Uhrzeigersinn gerichtete Vortices mit den oben dargestellten identisch sind.

Die zweite Annahme, die bei der Erstellung der Beispiele zugrunde gelegt wurde, besteht in der Ausrichtung der hartmagnetischen Schicht in positiver y-Richtung. Es ist grundsätzlich möglich, ferromagnetische Schichten so zu stabili-

sieren, dass sie in Magnetfeldern, die von Strom durchflossenen Leiterbahnen ausgehen, nicht geschaltet werden können. Für die hier betrachteten Tunnelelemente von Abb. 9.1 ergibt sich jedoch ein immenser Vorteil, wenn auch die hartmagnetische Schicht ummagnetisiert werden kann: Ein Umschalten ihrer Magnetisierung von positiver zu negativer  $y$ -Richtung bedeutet in den Wahrheitstabellen von Abb. 9.5 und 9.6 eine Negation, d.h. aus dem AND wird ein NAND und aus dem OR ein NOR.

Um diese Möglichkeiten in das bisher dargestellte Funktionsprinzip zu integrieren, ist im Grunde nur eine Erweiterung der SET-Prozedur erforderlich. Präziser ausgedrückt wird der bisher beschriebenen SET-Prozedur lediglich ein Schritt vorangestellt, in dem die Magnetisierung des hartmagnetischen Elements mit einem Feldpuls geeigneter Stärke (s. unten) festgelegt wird. Dabei wird gleichzeitig der als weichmagnetische Schicht fungierende Bereich im Zentrum der Py-Scheibe parallel zum Feldpuls ausgerichtet. Dies erweist sich jedoch für den weiteren Ablauf als unproblematisch, weil genau dieser Bereich im folgenden SET-Schritt mit einem Magnetfeldpuls geringerer Stärke neu definiert wird, wobei die Magnetisierung der harten Schicht erhalten bleibt. Die LOGIC- und READ-Schritte werden anschließend gemäß obiger Darstellung unverändert durchgeführt.

Aus diesem Protokoll geht hervor, dass die zum Schalten der hartmagnetischen Schicht erforderliche Feldstärke diejenige für das Vortex-Schalten übertreffen muss. Wie das Diagramm in Abb. 9.4 veranschaulicht, wird pro Leiterbahn A und B eine Feldstärke zwischen 13,4 mT und 17,5 mT zum Vortex-Schalten benötigt, zusammen ergibt sich daraus eine Feldstärke des resultierenden Pulses im Bereich von 19 bis 25 mT in  $y$ -Richtung. Als Arbeitshypothese lässt sich deshalb annehmen, dass eine Mindestfeldstärke von etwa 25 mT zum Ummagnetisieren der harten Schicht erforderlich ist. Andererseits darf der Puls keinesfalls so stark sein, dass er zu Depinning des Vortex mit anschließender Sättigung der Scheibe führt, was indes aufgrund der hohen Sättigungsfeldstärken in den quasistatischen Hall-Messungen (vgl. Abb. 8.2 (c)) keine ernsthafte Einschränkung zu sein scheint. Vielmehr rückt die Frage in den Vordergrund, auf welche Weise ausreichend starke Magnetfeldpulse erzeugt werden können. Der aus den mikromagnetischen Simulationen abgeleitete Wert von 25 mT deutet darauf hin, dass die beiden Leiterbahnen A und B alleine nicht geeignet sind, diese Aufgabe zu bewältigen. Selbst wenn sie Pulse entsprechend hoher Stromdichte tragen könnten, wären die resultierenden Feldpulse so stark, dass sie die entlang einer Leiterbahn positionierten Tunnelelemente zum unbeabsichtigten Depinnen veranlassen würden. Ein Ausweg aus diesem Dilemma könnte darin bestehen, eine dritte Leiterbahn zu strukturieren, wie in Abb. 9.7 gezeigt. Werden alle drei Leiterbahnen A, B und C gleichzeitig von Strompulsen in positive bzw. negative Richtung durchflossen, so entsteht an ihrem gemeinsamen Kreuzungspunkt, an dem sich das betreffende Tunnelelement befindet, ein starkes Magnetfeld in positive bzw. negative  $y$ -Richtung. Erzeugt jede Leiterbahn beispielsweise einen Feldpuls der Höhe 11 mT, so addieren sie sich am Ort des Tunnelelements zu



**Abbildung 9.7:** Fügt man dem in Abb. 9.1 dargestellten Design eine dritte Leiterbahn C hinzu, wie hier in Draufsicht (a) und Seitenansicht (b) gezeigt, so lassen sich an ihrem Schnittpunkt ausreichend hohe Feldpulse generieren, um auch eine bistabile hartmagnetische Schicht umzumagnetisieren. Dadurch erweitert sich die Palette möglicher logischer Funktionen auf AND, OR, NAND und NOR.

einem resultierenden Feld von über 26 mT auf.

In diesem Abschnitt wurde ein Konzept vorgeschlagen, wie man das in Abb. 9.1 vorgestellte Tunnellelement, welches eine Py-Scheibe mit zwei Antidots als weichmagnetische Schicht enthält, als kombinierten Speicher- und Logik-Baustein einsetzen könnte. Die Tunnellelemente werden in eine Matrix von Leiterbahnen eingebettet, wobei sich die Elemente jeweils am Kreuzungspunkt dreier Bahnen A, B und C befinden (s. Abb. 9.7). Während der SET-Prozedur wird ein bestimmtes Element zur Durchführung einer logischen Operation programmiert, indem zuerst gleichzeitig Strompulse durch alle drei Leiterbahnen geschickt werden, um die Magnetisierung der bistabilen hartmagnetischen Schicht auszurichten. Anschließend erfolgen Strompulse durch die Bahnen A und B, mit deren Hilfe die Magnetisierung der Py-Scheibe neu definiert wird, ohne die harte Schicht zu beeinträchtigen. Durch diese vorbereitende Maßnahme kann das Tunnellelement als AND-, OR-, NAND- oder NOR-Gate konfiguriert werden. Im folgenden LOGIC-Schritt, bei dem die Information in simultanen Strompulsen durch A und B zum Tunnellelement geschickt wird, kann die gewählte Operation durchgeführt werden. Die Funktionsweise beruht dabei auf der Wirkung des aus den beiden Strompulsen resultierenden Magnetfeldpulses auf die Magnetisierung der Py-Scheibe mit Antidots. Der LOGIC-Schritt hinterlässt das Tunnellelement in definiertem Zustand. Das Auslesen des Resultats (READ) erfolgt über eine Messung des Tunnelwiderstands, der von der relativen Orientierung von weich- und hartmagnetischer Schicht abhängt. Von den zur Realisierung des hier vorgeschlagenen Konzepts notwendigen Komponenten wurde lediglich die als weichmagnetische Schicht dienende Py-Scheibe näher spezifiziert, wobei die genannten Feldwerte von umfangreichen mikromagnetischen Simulationen stammen. Wenngleich die



erforderlichen Schaltfelder für die gewählten Scheibenabmessungen relativ hoch sind (ca. 15 mT pro Leiterbahn), deuten die Simulationen darauf hin, dass das vorgesehene Prinzip funktionieren könnte. Im Gegensatz zu dem Vorschlag von Ney *et al.* [200] verlaufen die Leiterbahnen so, dass kein unbeabsichtigtes Schalten nicht adressierter Elemente auftritt, und darüber hinaus konnte die Zahl der benötigten Leiterbahnen reduziert werden.



# Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit diene einer Weiterentwicklung der am Lehrstuhl bereits etablierten Mikro-Hall-Magnetometrie, mit deren Hilfe Streufeldmessungen an individuellen magnetischen Nanopartikeln vorgenommen werden können. Schwerpunkte lagen auf der Einführung einer neuen Methode zur Herstellung planarer Hall-Sensoren, einer Erweiterung der Simulationssoftware, um berechnete Ergebnisse direkt mit gemessenen vergleichen zu können, und der Untersuchung scheibenförmiger Permalloy-Magnete mit Durchmessern unter einem Mikrometer. Neben der Erforschung von Vortex-Nukleationsmechanismen in solchen Magneten wurden umfangreiche Studien zur Kontrolle der Vortex-Struktur mit Hilfe magnetischer Antidots durchgeführt. Mögliche Anwendungen mit Antidots versehener Permalloy-Scheiben in MRAM-Speicher- und Logik-Elementen wurden diskutiert.

Das derzeitige Standardverfahren zur Herstellung von Mikro-Hall-Sensoren beruht auf Elektronenstrahlolithographie, gefolgt von einem Ätzprozess (zumeist chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen oder reaktives Ionenätzen). Dieses *Deep Mesa Etching* führt zu Unebenheiten der Wafer-Oberfläche, die der Größe und Form zu untersuchender magnetischer Dünnschicht-Elemente sowie deren Position relativ zum Sensor Einschränkungen auferlegen. Daher wurde nach einer Strukturierungsmethode gesucht, die die Leitfähigkeit des in die GaAs/AlGaAs-Heterostruktur eingebetteten 2DEG lokal zerstört, ohne die Planarität der Oberfläche zu beeinträchtigen. Erreicht wurde dies durch die Implantation von Sauerstoff-Ionen anstelle des herkömmlichen Ätzprozesses, die in der Kaufmann-Ionenquelle der CAIBE-Anlage erzeugt wurden und eine Beschleunigungsspannung von 1,5 kV durchliefen. Obwohl während der Implantation nur 1,5 bis 2 nm des Wafermaterials abgetragen wurden, erwies sich das darunter liegende 2DEG als nicht mehr leitfähig, wobei eine laterale Verarmung von etwa 250 nm auftrat. Das neu entwickelte Verfahren wurde zur Herstellung einer Doppel-Sensor-Struktur verwendet, die der Untersuchung eines elektrolytisch abgeschiedenen Nickel-Rings diene. Die simultan aufgezeichneten Signale der beiden Sensoren gestatteten eine Unterscheidung zwischen globalen und lokalen Magnetisierungsänderungen.

Mit der Hall-Magnetometrie wird das senkrecht zur aktiven Sensorfläche verlaufende und diese durchdringende Streufeld einer magnetischen Probe detektiert. Die resultierenden Kurven sind allerdings in der Regel ohne zusätzliche Informa-

tion über die Magnetisierung der Probe nur schwer zu interpretieren. Solche Magnetisierungskonfigurationen können zum Beispiel mit mikromagnetischen Simulationen bereitgestellt werden, doch stellt sich die Frage, inwiefern die aus diesen magnetischen Zuständen berechneten Magnetisierungskurven mit den gemessenen Streufeldkurven übereinstimmen. Um diese Lücke zwischen Experiment und Simulation zu schließen, wurde der *LLG Micromagnetics Simulator* um den *B-Prober* erweitert, der aus den simulierten Magnetisierungszuständen die senkrecht zur aktiven Fläche verlaufende und über diese gemittelte Streufeldkomponente  $\langle B \rangle$  berechnet. Systematische Untersuchungen von  $\langle B \rangle$  in Abhängigkeit von der Position der aktiven Fläche bezüglich einer homogen magnetisierten Kreisscheibe ergaben ein maximales Streufeld, wenn die aktive Fläche parallel zur Teilchenebene verläuft, wobei der Scheibenmittelpunkt am Rand der aktiven Fläche platziert ist. In dieser Konstellation werden große Streufeldwerte außerdem durch eine Verringerung der aktiven Fläche und geringen Abstand zum magnetischen Partikel (der 2DEG-Tiefe entsprechend) begünstigt. Während anhand eines Beispiels hohe Übereinstimmung im Verlauf berechneter Magnetisierungs- und Streufeldkurven gefunden wurde, lagen die simulierten Streufeldwerte etwa 30 % höher als die für die entsprechende Situation gemessenen.

Hall-Messungen ( $T \leq 4,2$  K) an Permalloy-Scheiben mit Dicken  $t$  zwischen 20 und 60 nm und Durchmessern  $D$  von 300 bis 800 nm ergaben charakteristische Spannungsverläufe im Feldbereich der Vortex-Nukleation: Neben stetigen, reversiblen Kurven traten Kinken unterschiedlicher Ausprägung und markante Doppelsprünge auf. Mit Ausnahme der Doppelsprünge, welche nur bei größeren Scheiben mit  $t \geq 40$  nm und  $D > 500$  nm beobachtet wurden, konnte kein Zusammenhang zwischen den Probenabmessungen und der jeweils erhaltenen Kurvenform nachgewiesen werden. Mit Hilfe von Computersimulationen, beruhend auf den Codes *LLG Micromagnetics Simulator*, *OOMMF* und *MicroMagus*, ließen sich c- und s-Zustände sowie Buckling-Muster höherer Ordnung als typische, der Vortex-Bildung vorhergehende Magnetisierungskonfigurationen identifizieren. Die beobachteten Kinken resultieren zumeist aus einer spontan stattfindenden Intensivierung des jeweiligen Buckling-Zustands, die Doppelsprünge hingegen treten als Folge von Entstehung und Vernichtung einer eigentümlichen Doppelvortex-Konfiguration in Erscheinung. Unterschiedliches magnetisches Verhalten selbst nominell identischer Scheiben sowie ein und derselben Scheibe in aufeinander folgenden Ummagnetisierungsprozessen unterstützt die These, dass die diversen Buckling-Zustände ähnliche Energien aufweisen. Daher reichen bereits kleine Defekte und Abweichungen von der idealen Probenform sowie die individuelle magnetische Vorgeschichte (insbesondere der Grad der Sättigung vor Beginn der Ummagnetisierung) aus, um den Vortex-Nukleationsmechanismus entscheidend zu beeinflussen.

Wenngleich die Vortex-Nukleation also einen überaus komplexen magnetischen Prozess darstellt, erwies sich der Vortex-Zustand nach seiner Entstehung als sehr stabil und mit einem homogenen externen Feld manipulierbar. Insbesondere

zeigten Hall-Messungen mit dem drehbaren Probenhalter, dass der zentrale Bereich der magnetischen Wirbelstruktur gezielt an einem lithographisch definierten Punktdefekt gepinnt werden kann, indem der Abstand zwischen Vortex-Kern und Defekt durch Drehung der Probe und Variation der Feldstärke kontrolliert wird. Der Feldbereich, in dem der Vortex-Kern vom Punktdefekt festgehalten wird, zeichnet sich durch eine verminderte magnetische Suszeptibilität der Permalloy-Scheibe aus, was sich als Plateau im Verlauf der gemessenen Hall-Kurven manifestiert. Mikromagnetische Simulationen mit dem *LLG Micromagnetics Simulator* bestätigten den Vorgang des Vortex-Pinning und zeigten überzeugende quantitative Übereinstimmung mit den Hall-Messungen, wenn der Punktdefekt als Loch in der Scheibe modelliert wurde. Darüber hinaus deckten die Simulationen auf, dass der mit einem deutlichen Sprung in der Streufeld- bzw. Magnetisierungskurve einhergehende Depinning-Prozess den Vortex-Kern zu einer neuen Gleichgewichtsposition führt, die weit über 100 nm vom Defekt entfernt ist.

Um das Verhalten magnetischer Dünnschicht-Elemente mit mehreren Punktdefekten untersuchen zu können, wurde ein ESL-Verfahren entwickelt, mit dem kleine, nichtmagnetische Bereiche (Antidots) in die Elemente integriert werden können. Es beruht auf den speziellen Eigenschaften von PMMA bei Bestrahlung mit unterschiedlich hohen Elektronendosen: Zunächst wird die Fläche des Dünnschicht-Elements mit einer für einen herkömmlichen Positiv-Prozess gebräuchlichen Dosis definiert, wodurch der Resist für den nachfolgend verwendeten Entwickler löslich wird. Vor dem Entwickeln jedoch, noch während derselben ESL-Sitzung, werden die Orte innerhalb des Elements, an welchen sich später Antidots befinden sollen, mit Punktdosen über 400 fC belichtet und der Lack dadurch lokal fixiert (Negativ-Prozess). Nach Entwickeln, Aufdampfen der magnetischen Schicht und Lift-Off weisen die Elemente Antidots mit Durchmessern von etwa 75 - 85 nm auf. Die Besonderheit dieses Verfahrens besteht darin, dass Positiv- und Negativ-Prozess auf einer sehr kleinen Fläche (Kreisscheiben mit einem Durchmesser von  $D = 500$  nm) kombiniert werden. Das Verfahren verlangt keinen zusätzlichen präparativen Aufwand, beeinträchtigt das empfindliche Halbleitermaterial des Hall-Sensors nicht und bietet darüber hinaus den Vorteil, die Antidots exakt im Teilchen positionieren zu können.

Hergestellt wurden scheibenförmige Permalloy-Elemente (Dicke  $t = 30$  nm, Durchmesser  $D = 500$  nm), die zwei symmetrisch um den Mittelpunkt platzierte Antidots im Abstand von  $d = 150$  nm bzw.  $d = 200$  nm enthielten. Die an ihnen durchgeführten Hall-Messungen ( $T = 1,4$  K) lassen auf bistabiles magnetisches Verhalten schließen: Die Kurven bestehen aus zwei im homogenen externen Magnetfeld  $\mathbf{H}$  reversibel durchlaufenen Plateaus, zwischen denen irreversible Übergänge erzwungen werden können, sobald  $\mathbf{H}$  eine kritische Feldstärke  $H_{\text{sw}}$  überschreitet. Mit dem *LLG Micromagnetics Simulator* berechnete Simulationen bestätigten aufgrund exzellenter Übereinstimmung mit den Messungen, dass die beobachteten Plateaus den beiden möglichen Pinning-Zuständen des Vortex-Kerns am rechten bzw. linken Antidot entsprechen, während die irreversiblen

Sprünge seinen Wechsel zwischen den beiden Pinning-Zuständen anzeigen. Um diesen Schaltvorgang näher zu beleuchten, wurden zeitaufgelöste Simulationen mit dem *LLG Micromagnetics Simulator* und *OOMMF* durchgeführt, die Schaltzeiten von unter 500 ps ergaben. Der durch den Übergang des Systems ins Nichtgleichgewicht ausgelöste Transport des Vortex-Zentrums zum gegenüberliegenden Antidot wurde von einer diskontinuierlichen Erzeugung von Spinwellenanregungen begleitet, die erst nach etlichen Nanosekunden abklingen.

Ausführlich diskutiert wurden auch verschiedene Möglichkeiten zur Beeinflussung der Schaltfeldstärke  $H_{\text{sw}}$ . Während  $H_{\text{sw}}$  in scheibenförmigen Partikeln mit zunehmendem Antidot-Abstand  $d$  und wachsender Schichtdicke  $t$  sinkt, konnte in elliptisch geformten Teilchen keine eindeutige Tendenz nachgewiesen werden. Durch Variation der Probengeometrie wurde ein minimales Schaltfeld von  $H_{\text{sw}} = 12,6$  mT berechnet. Darüber hinaus wurden Hall-Messungen und mikromagnetische Simulationen durchgeführt, um den Einfluss eines zusätzlich wirkenden, senkrecht zur Scheibenebene verlaufenden Biasfelds zu untersuchen. Tatsächlich verringert ein solches Biasfeld die Schaltfeldstärke  $H_{\text{sw}}$ , doch ist der Effekt relativ schwach: Um das Schaltfeld um 1 mT zu erniedrigen, muss ein senkrechtes Feld von etwa 10 mT angelegt werden. Messungen des Schaltfelds als Funktion der Temperatur zeigten schließlich eine lineare Abnahme von  $H_{\text{sw}}$  mit steigender Proben temperatur, wobei eine Steigung von ca.  $-16 \mu\text{T/K}$  ermittelt wurde. Diese Experimente wiesen außerdem auf einen „toten Temperaturbereich“ der verwendeten Mikro-Hall-Sensoren um etwa 160 K hin.

Mit Hilfe von Hall-Untersuchungen an Kreisscheiben mit einem Durchmesser von 800 nm und drei bzw. vier Antidots wurde die Existenz entsprechend vieler stabiler remanenter Zustände nachgewiesen. Durch Anlegen eines homogenen Magnetfelds geeigneter Stärke kann der Vortex an jedem der künstlichen Pinningzentren verankert werden.

Da sich magnetische Nano-Partikel mit mehreren stabilen remanenten Zuständen für Anwendungen in der Datenspeicherung empfehlen, wurde das Konzept eines MRAM-Speichers vorgeschlagen, das den Einsatz einer magnetischen Kreisscheibe mit zwei Antidots als weichmagnetische Schicht vorsieht. Diese ist in ein CPP-Tunnelement integriert, dessen Tunnelbarriere und hartmagnetische Schicht das Scheibenzentrum zwischen den Antidots bedeckt. Die Adressierung erfolgt auf die übliche Weise mit sich senkrecht kreuzenden, unter bzw. über den Tunnelementen verlaufenden Word- und Bit-Lines. Im Vergleich zu herkömmlichen MRAM-Designs, in denen die Magnetisierung des weichmagnetischen Elements beim Schalten vollständig umgekehrt wird, versprechen die auf Vortex-Schalten beruhenden Elemente eine größere thermische Stabilität und eine geringere Schaltfeldverteilung, wobei dies experimentell noch nicht gesichert ist. Die gesammelten Daten lassen Schaltzeiten unter 1 ns und Schaltfeldstärken unter 10 mT bei Raumtemperatur erwarten.

Durch Hinzufügen einer dritten Leiterbahn und unter der Annahme, dass auch die hartmagnetische Schicht geschaltet werden kann, wurde das Konzept des

reinen Datenspeichers zu dem eines umprogrammierbaren Speicher- und Logik-Chips erweitert. Die logische Architektur eines aus einer Vielzahl umprogrammierbarer Logik-Bausteine konstruierten Mikroprozessors könnte dem jeweils zu lösenden Problem angepasst werden, wovon man sich eine enorme Erhöhung der Rechenleistung — verglichen mit herkömmlichen Prozessoren — verspricht. Der Ablauf einer logischen Operation innerhalb eines einzelnen Tunnelements erfolgt in drei Schritten: Zunächst wird die Funktionsweise des Elements (AND, NAND, OR oder NOR) definiert, ehe der zweite Schritt, die logische Datenverarbeitung, stattfindet. Anschließend wird das Ergebnis ausgelesen. Umfangreiche mikromagnetische Simulationen zeigten, dass Kreisscheiben mit Antidots dieses Funktionsprinzip grundsätzlich unterstützen, wenngleich die benötigten Schaltfelder mit etwa 15 mT pro Leiterbahn für dieses nichtoptimierte System bei tiefen Temperaturen noch relativ hoch sind.

Wie die soeben beschriebenen Beispiele verdeutlichen, weisen magnetische Dünnschicht-Elemente mit künstlichen Pinningzentren ein hohes Anwendungspotential auf. Neben dem Pinning magnetischer Vortices wäre es interessant, das *Pinning-Verhalten von Domänenwänden* an künstlich geschaffenen Strukturen zu erforschen. Als Modellsysteme könnten rechteckige Dünnschicht-Elemente verwendet werden, welche eine Landau-Struktur mit in sich geschlossenem magnetischen Fluss aufweisen. In solchen Elementen trennen teilweise komplex strukturierte Wände die in Längsrichtung verlaufenden, entgegengesetzt magnetisierten Domänen [21, 202, 203, 204].

Neben den metallischen Ferromagneten werden derzeit *magnetische Halbleiter* intensiv untersucht, weil sie nicht nur für die Grundlagenforschung interessant sind, sondern auch in magnetoelektronischen Bauteilen, beispielsweise zur Spininjektion in (nichtmagnetische) Halbleiter, eingesetzt werden könnten [205, 206]. Aufgrund ihrer hohen Streufeldsensitivität stellt die Mikro-Hall-Magnetometrie eine Untersuchungsmethode dar, mit der die magnetischen Eigenschaften dieser neuartigen Materialien erforscht werden könnten. Die Anwendbarkeit der Mikro-Hall-Magnetometrie ist jedoch nicht auf die Charakterisierung künstlicher, von Menschenhand geschaffener Proben beschränkt: Gegenwärtig werden Anstrengungen unternommen, um natürlich auftretende Systeme wie die *Magnetosomenkette in magnetischen Bakterien* mit miniaturisierten Hall-Sensoren zu untersuchen [207, 208].

Eine wichtige, bislang noch ungeklärte Frage besteht schließlich darin, ob die Mikro-Hall-Magnetometrie auch zu *zeitaufgelösten Messungen der Magnetisierungsdynamik* eingesetzt werden kann. Eine Stärke dieser Methode würde sicherlich in der Skalierbarkeit des aus magnetischer Probe und Hall-Sensor bestehenden Systems liegen: Eine Verringerung der Probengröße führt nicht zwangsläufig zu kleineren Messsignalen, wenn zur Streufelddetektion ein entsprechend verkleinerter Hall-Sensor verwendet wird.



Wenngleich nicht unerhebliche Anstrengungen unternommen werden müssen, um diese Ziele zu erreichen, stellt die Mikro-Hall-Magnetometrie nach wie vor eine vielseitige und attraktive Methode zur Erforschung mikromagnetischer Systeme dar.

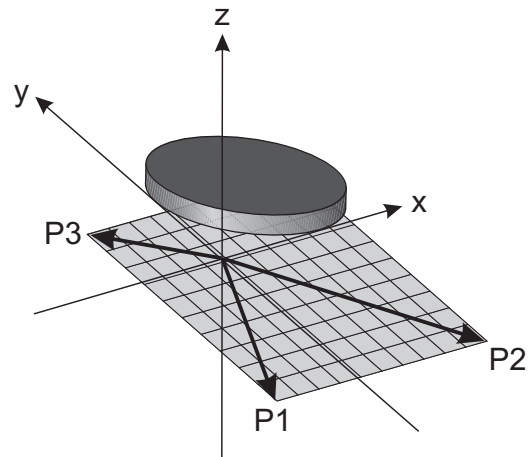
# Anhang A

## Bedienungsanleitung des *B-Probers*

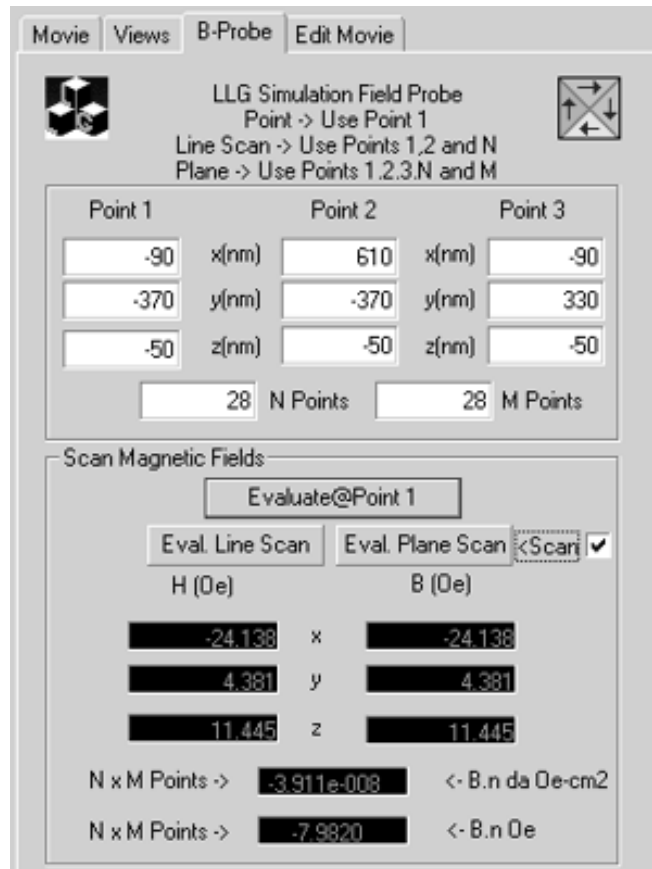
Der *B-Prober* ist eine Ergänzung zum mikromagnetischen Simulationsprogramm *LLG Micromagnetics Simulator*. Er entstand im Rahmen der Zusammenarbeit mit M. R. Scheinfein, dem Schöpfer des gesamten Programmpakets. Es folgt eine kurze Bedienungsanleitung des *B-Probers*.

Mit Hilfe des *B-Probers* kann das über eine bestimmte aktive Fläche gemittelte Streufeld  $\langle B \rangle$ , welches von einem magnetischen Partikel generiert wird und senkrecht auf die aktive Fläche steht, berechnet werden. Da auch die Erstellung von Streufeld-Hysteresekurven möglich ist, stellt der *B-Prober* eine Brücke zwischen den simulierten Magnetisierungskonfigurationen und den mit Hall-Magnetometrie im ballistischen Regime ermittelten Streufeld-Hysteresekurven dar.

**Abbildung A.1:** Die rechteckige aktive Fläche (hellgrau) wird durch die drei Vektoren *Point 1* (P1), *Point 2* (P2) und *Point 3* (P3) im Koordinatensystem des Teilchens aufgespannt. Sie wird in  $N$  Zellen entlang der x- und in  $M$  Zellen entlang der y-Richtung diskretisiert.



Der *B-Prober* ist auf bereits abgeschlossene Simulationen anwendbar, indem im *main*-Menu des *LLG*-Programms die Box *SIMULATE USING A MOVIE* aktiviert und anschließend das zugehörige Movie-File (... *.llg-movie*) geladen wird. Ein Bildschirm-Ausschnitt des *B-Probers* ist in Abb. A.2 zu sehen.



**Abbildung A.2:** Bildschirm-Ausschnitt des *B-Probers*. Im oberen Bereich sind die Eingabefelder der Vektoren *Point 1*, *Point 2* und *Point 3*, die die aktive Fläche festlegen, und der Diskretisierungsparameter  $N$  und  $M$  zu sehen. Der untere Bereich enthält die Startknöpfe und die Anzeigefelder.

Zunächst muss die aktive Fläche, über welche die Mittelung des Streufelds erfolgen soll, definiert werden. Dazu dienen die drei Vektoren *Point 1*, *Point 2* und *Point 3*, deren x-, y- und z-Koordinaten im oberen Abschnitt des *B-Prober*-Bildschirms anzugeben sind. Sie spannen die aktive Fläche im Koordinatensystem des magnetischen Teilchens auf (vgl. Abb. A.1). Die Lage der aktiven Fläche relativ zum Partikel ist in der Regel aus REM-Aufnahmen zu bestimmen, ihre Tiefe (2DEG-Tiefe) ist ohnehin bekannt.

Anschließend wird die Diskretisierung der aktiven Fläche abgefragt. Die Parameter  $N$  und  $M$  zerteilen die aktive Fläche in  $N \times M$  rechteckige Abschnitte (s. Abb. A.1), und der Streufeldwert im Zentrum jedes Rechtecks wird für den Mittelungsprozess herangezogen. Wählt man  $N$  und  $M$  zu klein, so wird die Mittelung zu grob und es entstehen deutliche Abweichungen vom tatsächlichen gemittelten Streufeldwert  $\langle B \rangle$ . Letzteren erhält man, wenn für  $N$  und  $M$  große Zahlen ver-

wendet werden, was jedoch gleichzeitig die Rechendauer erhöht. Zellgrößen von 25 nm haben sich in vielen Fällen als günstiger Kompromiss erwiesen. In Abb. A.2 zum Beispiel ist die aktive Fläche quadratisch mit einer Kantenlänge von 700 nm, sie befindet sich 50 nm unterhalb des Teilchens und ist in  $28 \times 28$  Quadrate der Kantenlänge 25 nm diskretisiert.

Nach Eingabe dieser Parameter kann die Berechnung gestartet werden, was durch Drücken von EVAL. PLANE SCAN geschieht. Dabei eröffnen sich zwei Möglichkeiten: Wenn der Haken rechts neben <SCAN nicht gesetzt ist, wird die Berechnung von  $\langle B \rangle$  lediglich für den momentan aktuellen Magnetisierungszustand (dieser ist unter der Bezeichnung *Frame* im Menu *Movie* wählbar) durchgeführt. Die Ergebnisse werden im unteren Teil des *B-Probe*-Menus angezeigt, ausführlicher jedoch in einer Daten-Datei, deren Name nach Drücken von EVAL. PLANE SCAN festzulegen ist, abgespeichert. Diese Datei beinhaltet die Zentrumskoordinaten ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) und die Komponenten des dort herrschenden magnetischen Streufelds ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ) jeder Diskretisierungszelle in der aktiven Fläche. Auch die Komponenten der magnetischen Flussdichte ( $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ ) sind abgespeichert. Da jedoch in den hier relevanten Anwendungen die aktive Fläche das magnetische Teilchen grundsätzlich nicht schneiden kann, stimmen die Werte der Flussdichte mit denen des Streufelds überein (s. Gl. 1.4,  $\mathbf{J} = 0$  außerhalb des Teilchens). Der Eintrag in der letzten Spalte schließlich gibt die zum jeweiligen Diskretisierungselement senkrechte Komponente der Flussdichte an. Addiert man alle Elemente dieser Spalte auf und dividiert durch die Zahl der Zellen, so erhält man die senkrecht zur aktiven Fläche verlaufende und über diese gemittelte Komponente des Streufelds  $\langle B \rangle$ , die am Ende der Datei unter *Averaged Normal Component B (Oe)* ebenfalls abgespeichert ist.

Falls der Haken rechts neben <SCAN hingegen gesetzt ist, führt das Programm automatisch eine Berechnung der gesamten Streufeld-Hysteresekurve durch. Sukzessive wird für jeden *Frame* des Movie-Files, d.h. für jede gespeicherte Magnetisierungskonfiguration der Hysteresekurve, die gemittelte senkrechte Streufeldkomponente *Averaged Normal Component B (Oe)* berechnet und in einer Daten-Datei gespeichert.

Die Bedienelemente EVALUATE @ POINT 1 und EVAL. LINE SCAN dienen zur Abfrage von Streufeldwerten. Drückt man EVALUATE @ POINT 1, so wird der Wert des Streufelds an dem durch den Vektor *Point 1* definierten Ort ausgelesen. Mit EVAL. LINE SCAN werden  $N$  Streufeldwerte entlang der Verbindungslinie der Vektoren *Point 1* und *Point 2* in einer Daten-Datei gespeichert.



# Anhang B

## Herstellungsverfahren

### Lebenslauf der Probe 03 01 06 -2

1. Reinigen der Probenrückseite von Ga, wobei die  $5,5 \text{ mm} \times 4,5 \text{ mm}$  große Probe nach dem Abspalten vom Wafer noch schutzbelackt ist:
  - HCl-Dip (35 %) 45 s
  - Stoppen in DI-Wasser, Trockenblasen mit Stickstoff
2. Standardreinigung:
  - Acetonbad in Ultraschall<sup>1</sup> 30 s, anschließend Abspritzen mit Aceton
  - Reinigungskaskade: 30 s, 15 s, 5 s in ungebrauchtem Aceton, dazwischen jeweils Abspritzen mit Aceton
  - Propanolbad, Abspritzen mit Propanol<sup>2</sup>, Trockenblasen mit Stickstoff
3. Reinigung der Wafer-Oberfläche:
  - HCl-Dip (35 %) 15 s
  - Stoppen in DI-Wasser, Trockenblasen mit Stickstoff
4. Herstellung der Mesa-Strukturen:
  - Belacken mit Photolack ARP 374-0
    - Gleichmäßiges Beträufeln der Probe mit Lack
    - Aufschleudern: 3000 U/min 5 s  
6000 U/min 30 s

---

<sup>1</sup>Der Ultraschallschritt wird ab jetzt als *US* abgekürzt. Allgemein werden die verschiedenen Prozesse nur bei ihrer ersten Nutzung ausführlich dargestellt, ab dann nur noch kurz erwähnt.

<sup>2</sup>Bei manchen Prozessschritten ließen sich Probleme durch Verwendung von Methanol anstelle von Propanol umgehen.

- Hotplate 90°C 6 min
- Belichten der Mesa-Strukturen 18 s
- Entwickeln des Photolacks
  - 30 ml H<sub>2</sub>O + 10 ml NaOH (Entwickler)
  - Zeit: 45 s unter ständiger Bewegung
  - Stoppen in DI-Wasser, Trockenblasen mit Stickstoff
- Nasschemisches Ätzen mit Essigsäure
  - 15 ml Essigsäure + 3,5 ml H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (30 %) + 15 ml H<sub>2</sub>O
  - Zeit: 20 s unter ständiger Bewegung, Ätztiefe: ca. 105 nm
  - Stoppen in DI-Wasser, Trockenblasen mit Stickstoff
- Strippen: Entfernen des Lacks im Acetonbad

#### 5. Metallisierung I und Kontaktierung:

- Standardreinigung
- Belacken mit Photolack ARP 374-0
- Belichten der Kontaktpads (mit Kammstruktur) 30 s
- Chlorbenzolbad 8 min
- Hotplate 90°C 6 min
- Entwickeln des Photolacks
  - 30 ml H<sub>2</sub>O + 10 ml NaOH (Entwickler)
  - Zeit: 60 s unter ständiger Bewegung
  - Stoppen in DI-Wasser, Trockenblasen mit Stickstoff
- Aufkleben auf Probenhalter
- HCl-Dip (35 %) 20 s
- Stoppen in DI-Wasser, Trockenblasen mit Stickstoff
- sofort Einbauen in Univex-Aufdampfanlage und Abpumpen
- Aufdampfen von 202 nm Au-Ge (873 mg Au + 119 mg Ge), 1,8 Å/s  
 Aufdampfen von 40 nm Ni, 0,5 Å/s
- Lift-Off: Aceton 55°C, US wenige s
- Einlegieren: 350°C 120 s unter Formiergas  
 420°C 20 s in Vakuum  
 50°C 2 s unter Formiergas

#### 6. Aufbringen von Kontaktpads (2. Schicht), Gate-Kontakten, Justiermarken:

- Standardreinigung ohne US



- Belacken mit Photolack Shipley 1805
  - Gleichmäßiges Beträufeln der Probe mit Lack
  - Aufschleudern: 4500 U/min 30 s
  - Hotplate 90°C 2 min
- Belichten der Kontaktpads, Gate-Kontakte und Justiermarken 10 s
- Entwickeln des Photolacks
  - 20 ml H<sub>2</sub>O + 5 ml NaOH (Microposit)
  - Zeit: 40 s unter ständiger Bewegung
  - Stoppen in DI-Wasser, Trockenblasen mit Stickstoff
- Aufdampfen von 10 nm Cr, 0,3 Å/s  
Aufdampfen von 91 nm Au, 1,8 Å/s
- Lift-Off: Aceton 55°C 2 h, US wenige s

#### 7. Einschränken der Hallkreuze:

- Standardreinigung mit Methanol statt Propanol
- Belacken mit PMMA 950k 4 %<sup>3</sup>
  - Aufschleudern: 3000 U/min 5 s 2 Tropfen  
8000 U/min 30 s 2 Tropfen
  - Hotplate 150°C 8 min, Kühlen 8 min
- ESL mit Topcon SM510
  - Ausrichtung an Justiermarken
  - Beschleunigungsspannung: 25 kV
  - Strahlstrom: 6-11 pA
  - Dosis: 190-215  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
- Entwickeln mit Ethylenglycolmonoethylether (Etoxy):
  - 3 ml Etoxy + 7 ml Methanol, Zeit: 7 s
  - Methanol, Zeit: 10 s
  - Propanol, Zeit: 30 s
  - Trockenblasen mit Stickstoff
- Ätzen mit RIE
  - SiCl<sub>4</sub> als Reaktivgas
  - Gasfluss: 25 sccm

---

<sup>3</sup>Der Lack wird aus einer Kunststoff-Pipette auf die rotierende Probe aufgetropft. Dabei fallen zwei Tropfen während der 1. Schleuderphase, zwei weitere während des Beschleunigens auf 8000 U/min.

- Druck: 40 mTorr
- Leistung: 75 W
- Zeit: 1 min 30 s

- Strippen in Aceton, 30 s US
- Entfernung von Lackresten in Sauerstoffplasma  $2 \times 10$  s

#### 8. Aufbringen des Top-Gate:

- Standardreinigung ohne US
- Belacken mit Photolack Shipley 1805
- Belichten der Gatestruktur 11 s
- Entwickeln des Photolacks
- Aufdampfen von 3 nm Cr, 0,3 Å/s  
Aufdampfen von 7 nm Au, 1,2 Å/s
- Lift-Off: Aceton 55°C 2 h 45 min, US wenige s

#### 9. ESL der Dünnschicht-Elemente mit Antidots:

- SR ohne US mit Methanol statt Propanol
- Belacken mit PMMA 200k 3,5 %<sup>4</sup>
- Belacken mit PMMA 950k 1 %
- ESL mit Topcon SM510
  - Ausrichtung an Justiermarken
  - Ausrichtung an geätzten Hall-Kreuzen
  - Beschleunigungsspannung: 25 kV
  - Strahlstrom: 2,1-3,3 pA
  - Flächendosis: 260-300  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  (Scheiben)  
Punktdosis: 400-810 fC (Antidots)
- Entwickeln mit Etoxy
- Aufdampfen von 5 nm Ti, 1,0 Å/s,  
Aufdampfen von 30 nm Py, 1,5 Å/s, Anfangsdruck:  $3,1 \cdot 10^{-7}$  mbar  
Aufdampfen von 10 nm Ti, 1,2 Å/s,
- Lift-Off: Aceton 55°C 1 h 15 min, US ca. 1 s

#### 10. Fertigstellen der Proben:

- Belacken mit ARP 374-0 als Schutzschicht

---

<sup>4</sup>Prozedur hier und beim folgenden Prozess wie für PMMA 950k 4 %.

- Ritzen und Aufspalten der einzelnen Mesastrukturen
- Standardreinigung ohne US
- Einkleben in Chipcarrier mit PMMA
- Bonden der einzelnen Proben
- Aufbewahrung im Exsikkator bis zur Messung

## Herstellung der planaren Doppelkreuzstruktur mit Ni-Ring

### 1. Herstellung der tief geätzten Abschnitte:

- Standardreinigung ohne US
- Belacken mit PMMA 950k 2 %
- Belacken mit PMMA 950k 4 %
- ESL der CAIBE-Ätzmaske
  - Ausrichtung an Justiermarken
  - Beschleunigungsspannung: 25 kV
  - Strahlstrom: ca. 9 pA
  - Dosis: 190-215  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
- Entwickeln mit Ethylenglycolmonoethylether (Etoxy)
- Ätzen mit CAIBE
  - Ar-Ionen mit 348 eV kinetischer Energie (1,5 ml/min)
  - $\text{Cl}_2$  als Reaktivgas (1,8 ml/min)
  - Zeit: 38 s
- Strippen in Aceton, 30 s US

### 2. O-Ionenimplantation:

- Standardreinigung mit Methanol statt Propanol
- Belacken mit PMMA 950k 2 %
- Belacken mit PMMA 950k 2 %
- ESL für O-Ionenimplantation
  - Ausrichtung an Justiermarken und Ätzkanten
  - Beschleunigungsspannung: 25 kV
  - Strahlstrom: ca. 8 - 9 pA
  - Dosis: 180-210  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

- Entwickeln mit Etoxy
- Implantation
  - O-Ionen mit 1,5 keV kinetischer Energie (3,75 ml/min)
  - Zeit: 6 s
- Strippen in Aceton, 30 s US
- Entfernung von Lackresten in Sauerstoffplasma 15 s

### 3. Aufbringen des Gate:

- Standardreinigung ohne US
- Belacken mit Photolack ARP 374-0
- Belichten der Gatestruktur 22 s
- Entwickeln des Photolacks 30 s
- Aufdampfen von 4 nm Cr, 0,2 Å/s  
Aufdampfen von 7 nm Au, 1,0 Å/s
- Lift-Off: Aceton 56°C 2 h

### 4. Herstellung des Rings:

- Standardreinigung ohne US mit Methanol statt Propanol
- Belacken mit PMMA 950k 2 %
- ESL der Ringstrukturen
  - Ausrichtung an Justiermarken und Ätzkanten
  - Beschleunigungsspannung: 25 kV
  - Strahlstrom: 3,9 - 4,2 pA
  - Dosis: 250-290  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
- Entwickeln mit Etoxy
- Entfernung von Lackresten in Sauerstoffplasma 3 s
- Elektrolytische Abscheidung von Ni ca. 30 nm
- Strippen in Aceton

## Anhang C

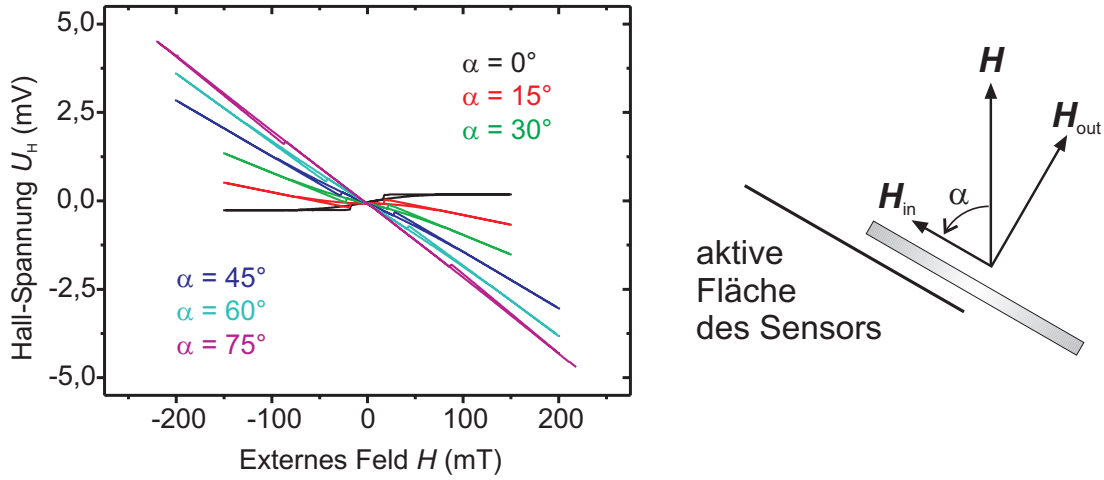
# Ummagnetisierung einer Kreisscheibe in gekippten Feldern

Transmissionselektronenmikroskope können zur hochauflösenden Abbildung magnetischer Strukturen eingesetzt werden [58]. Um dabei das magnetische Verhalten der Probe nicht zu beeinträchtigen, wird die üblicherweise zur Abbildung verwendete Objektivlinse durch eine *Lorentz-Linse* ersetzt, welche am Probenort kein störendes Magnetfeld erzeugt. Nur leicht angeregt, dient die Objektivlinse stattdessen zur Erzeugung eines vertikal verlaufenden Magnetfelds, das zur Durchführung von *in situ*-Ummagnetisierungsexperimenten erforderlich ist.<sup>1</sup> Durch gezieltes Verkippen der auf elektronentransparente Membranen strukturierten Dünnschicht-Elemente erhält man eine zur Magnetisierungsänderung notwendige, in der Teilchenebene verlaufende Feldkomponente definierter Stärke, während die Auswirkung der senkrechten Komponente als vernachlässigbar klein betrachtet wird. Sobald die Magnetisierung einer dünnen magnetischen Schicht auch nur leicht aus der Probenebene ausgelenkt wird, treten nämlich starke Streufelder auf, welche die Magnetisierung in der Schichtebene zu halten suchen, s. Abschn. 1.2.3. Dennoch erhebt sich die Frage, ob die senkrecht zur Teilchenebene verlaufende Magnetfeldkomponente nicht doch einen, wenn auch kleinen, Einfluss auf die beobachteten magnetischen Prozesse haben kann. Dieser Problematik sind die nachfolgend beschriebenen Hall-Messungen an einer Py-Kreisscheibe mit einer Dicke von  $t = 40$  nm und einem Durchmesser von  $D = 700$  nm gewidmet.

Die Experimente wurden bei tiefen Temperaturen von  $T \approx 1,5$  K mit Hilfe des drehbaren Probenhalters (s. Abschn. 4.1) durchgeführt. Dabei wurde die scheibenförmige Probe so im homogenen externen Magnetfeld gekippt, dass zusätzlich zu der in der Ebene verlaufenden Komponente  $\mathbf{H}_{\text{in}}$  auch eine senkrecht zur Scheibenebene gerichtete Komponente  $\mathbf{H}_{\text{out}}$  entstand, s. Skizze in Abb. C.1. Für verschiedene Kippwinkel  $\alpha = 0, 15, 30, 45, 60$ , und  $75^\circ$  wurde jeweils eine

---

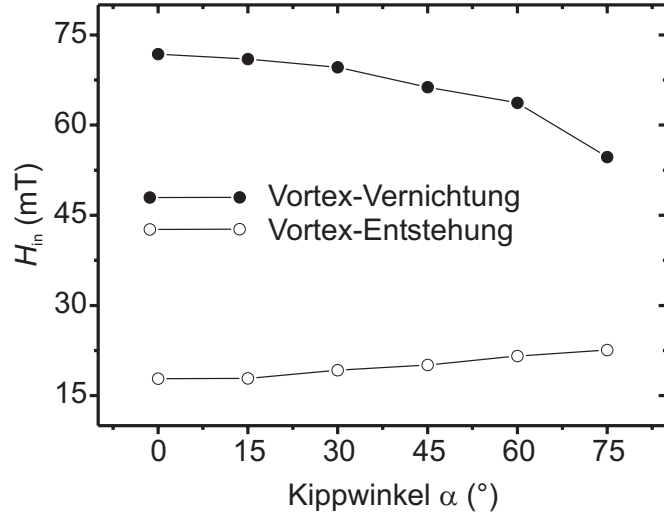
<sup>1</sup>Alternativ kann das erforderliche Magnetfeld auch mit Hilfe eines speziellen Probenhalters, der über kleine Spulen verfügt, generiert werden, s. [166].



**Abbildung C.1:** Die Skizze im rechten Bildteil veranschaulicht die experimentelle Situation, dargestellt sind die Py-Scheibe ( $t = 40 \text{ nm}$ ,  $D = 700 \text{ nm}$ ), die aktive 2DEG-Fläche sowie die unter dem Kippwinkel  $\alpha$  auftretenden Magnetfeldkomponenten  $\mathbf{H}_{\text{in}}$  und  $\mathbf{H}_{\text{out}}$ . Die Kurvenschar repräsentiert die Rohdaten der Hall-Messungen unter sechs verschiedenen Kippwinkeln  $\alpha$ .

vollständige Hystereseschleife aufgenommen, die Rohdaten der Messungen sind in Abb. C.1 dargestellt. Aus der Kurvenschar geht deutlich hervor, dass die vom Streufeld der Scheibe verursachte Hall-Spannung von einem linearen Anteil überlagert ist, den die Feldkomponente  $\mathbf{H}_{\text{out}}$  im Hall-Sensor hervorruft, und dessen Steigung mit wachsendem Kippwinkel  $\alpha$  zunimmt. Zieht man jedoch von den Rohdaten eine Gerade entsprechender Steigung ab, so lassen sich die von der magnetischen Scheibe stammenden Hystereseschleifen beinahe unverfälscht herausarbeiten, so dass die charakteristischen Magnetfeldwerte für Vortex-Bildung und -Vernichtung ermittelt werden können. Unter Berücksichtigung des Kippwinkels  $\alpha$  lassen sich daraus schließlich die zum Augenblick der Wirbelentstehung bzw. -vernichtung herrschenden Magnetfeldkomponenten  $\mathbf{H}_{\text{in}}$  und  $\mathbf{H}_{\text{out}}$  berechnen. Ehe die Ergebnisse dieser Untersuchungen vorgestellt werden, ist noch kurz zu betonen, dass die soeben geschilderte experimentelle Situation nicht exakt mit den Gegebenheiten im Lorentz-Transmissionselektronenmikroskop übereinstimmt: Während im LTEM die Gesamtfeldstärke in der Regel konstant ist und nur der Kippwinkel der Probe variiert wird, wird bei den hier erörterten Versuchen für jeden Wert von  $\alpha$  das externe Magnetfeld durchgeföhren. Trotz dieses Unterschieds sollten die Resultate in Bezug auf LTEM-Untersuchungen aufschlussreich sein.

Die Graphen in Abb. C.2 zeigen die Komponente  $H_{\text{in}}$  des angelegten Magnetfelds zum Zeitpunkt der Vortex-Entstehung (Kreise) und -Vernichtung (ausgefüllte Punkte) als Funktion des Kippwinkels  $\alpha$ . Übt die senkrechte Komponente keinen Einfluss auf das magnetische Verhalten der Scheibe aus, so dürften



**Abbildung C.2:** Charakteristische Werte des Feldes  $H_{in}$ , bei denen sich Vortex-Bildung und Vortex-Vernichtung ereignen, als Funktion des Kippwinkels  $\alpha$ , s. Skizze in Abb. C.1.

sich die charakteristischen Werte des Feldes  $H_{in}$  als Funktion des Kippwinkels nicht verändern, sondern würden einen konstanten, waagrechten Verlauf aufweisen. Dies ist jedoch ersichtlich nicht der Fall, die Vortex-Entstehungsfelder steigen mit zunehmendem  $\alpha$  langsam an (von 18 mT bei  $\alpha = 0^\circ$  auf 23 mT bei  $\alpha = 75^\circ$ ), während die der Vortex-Vernichtung entsprechenden Feldwerte kleiner werden und von 72 mT bei  $\alpha = 0^\circ$  auf 55 mT bei  $\alpha = 75^\circ$  sinken. Die zuletzt genannte Beobachtung bedeutet, dass in Gegenwart einer senkrechten Feldkomponente die Vortex-Phase etwas destabilisiert wird, die Scheibe geht also bereits bei kleineren Feldern  $H_{in}$  vom Vortex-Zustand zu einer annähernd homogenen Magnetisierungskonfiguration über. Diese Beobachtung wird durch Simulationsdaten von Schneider qualitativ bestätigt [74], steht jedoch im Widerspruch zu einer Veröffentlichung von Okuno *et al.* [70], die keine wesentliche Veränderung des Vortex-Vernichtungsfeldes finden konnten. Allerdings basieren deren Schlussfolgerungen auf SQUID-Messungen an Teilchen-Arrays, so dass evtl. Mittelungseffekte eine Rolle spielen könnten. Jedenfalls sind die hier gefundenen Tendenzen eindeutig zu erkennen, und sie könnten für die Auswertung von LTEM-Untersuchungen durchaus von Interesse sein.





## Anhang D

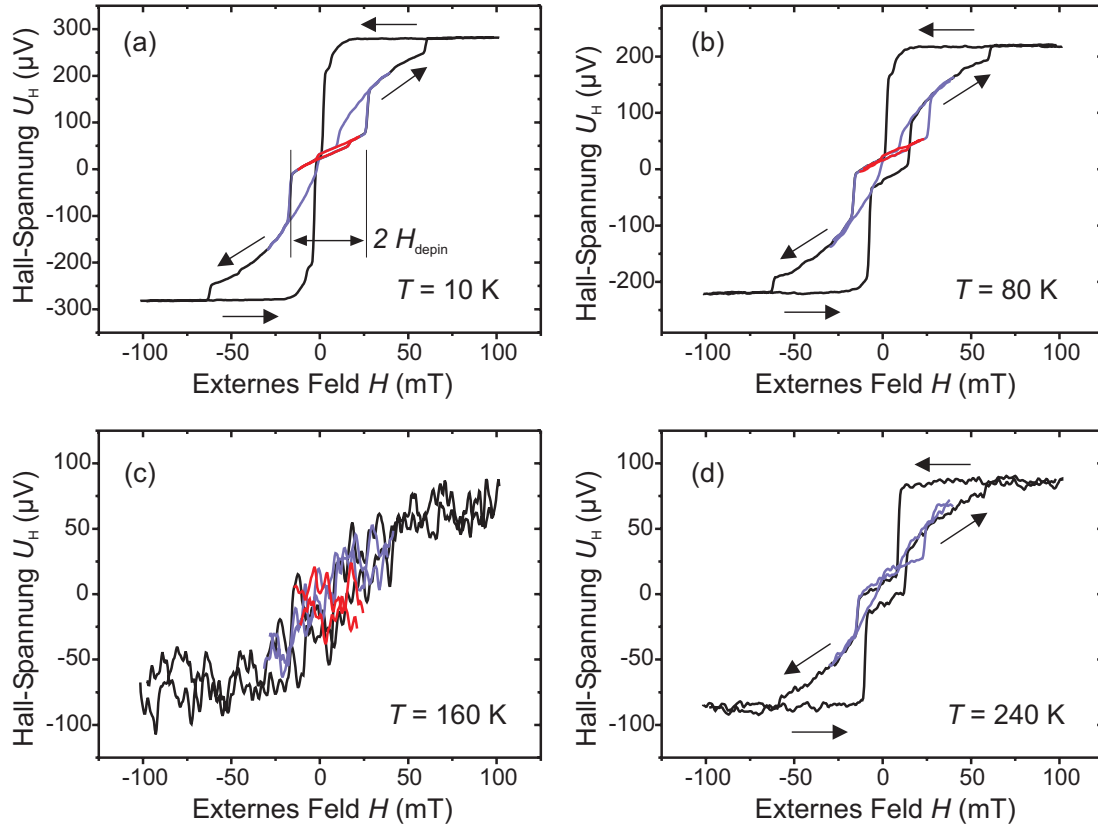
# Vortex-Pinning als Funktion der Temperatur

Mit Hilfe von Hall-Messungen wurde in Abschn. 7.1.3 das Pinningverhalten eines magnetischen Wirbels an einem Punktdefekt im Detail untersucht. Als Probe wurde eine Py-Scheibe mit  $t = 30$  nm und  $D = 700$  nm verwendet, die einen leicht dezentral positionierten Punktdefekt etwa auf dem Pfad des Vortex-Kerns enthielt (s. Abb. 7.5). Ein wichtiges Resultat der Studie besteht darin, dass die magnetische Suszeptibilität im Pinning-Bereich des externen Feldes deutlich reduziert ist (Plateaubildung).

In diesem Teil des Anhangs werden Messungen an derselben Probe vorgestellt, welche die Ausdehnung des Feldbereichs, über den sich das Plateau erstreckt, als Funktion der Temperatur wiedergeben. Die Messdaten werden mit jenen von Abschn. 8.4.5 verglichen, wo das Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$  einer Scheibe mit zwei Antidots ( $t = 30$  nm,  $D = 500$  nm,  $d = 200$  nm) in Abhängigkeit von der Temperatur ermittelt und diskutiert wurde.

Ist in einer magnetischen Scheibe der Vortex an einem Punktdefekt gepinnt, so befindet sich das Wirbelzentrum am Ort des Punktdefekts, d.h. der magnetische Kernbereich des Vortex existiert in diesem Zustand nicht. Der Vorgang des Depinning erfordert deshalb, dass der Kernbereich des Vortex neu gebildet wird. Wie die Simulationen in Abschn. 8.3 nahe legen, geschieht dies durch Nukleation unmittelbar am Rande des Punktdefekts. Dazu ist eine Energiebarriere zu überwinden, deren Höhe — wie in Abschn. 8.4.5 erörtert — von der Stärke des in der Scheibenebene verlaufenden Feldes  $\mathbf{H}$  abhängt (s. Gl. 8.2). Da der Nukleationskeim auch durch thermische Aktivierung über die Barriere entstehen kann (s. Gl. 8.3), erwartet man eine Abnahme der Plateaubreite mit zunehmender Temperatur  $T$ .

Die Hall-Messungen erfolgten bei steigenden Temperaturen von  $T=1,4, 10, 20, 40, 80, 120, 160, 200$ , und  $240$  K, typische Beispiele von Hystereseschleifen und Minor Loops sind in Abb. D.1 gezeigt. Im Temperaturbereich um  $160$  K liefert der verwendete Hall-Sensor (geometrische Breite:  $1\text{ }\mu\text{m}$ ) keine brauchbaren



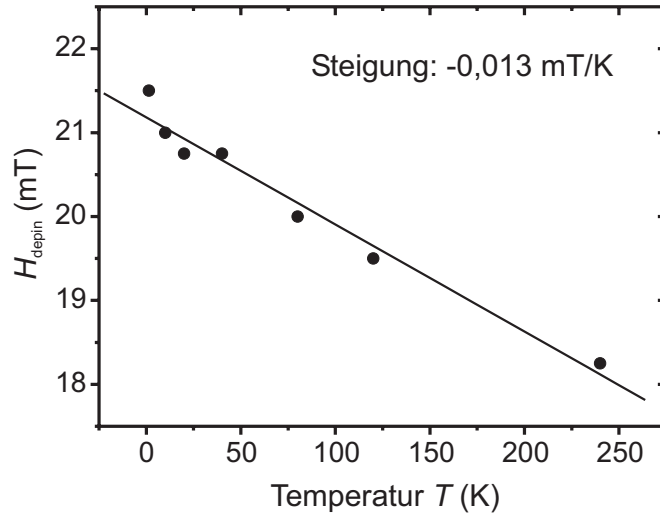
**Abbildung D.1:** Hall-Messungen an der Py-Scheibe von Abschn. 7.1.3 ( $t = 30$  nm,  $D = 700$  nm, mit Punktdefekt) bei unterschiedlichen Temperaturen  $T$ . Die schwarzen Kurven repräsentieren die gesamte Ummagnetisierung, die blauen und roten Minor Loops hingegen beschreiben das magnetische Verhalten im Bereich des Vortex-Pinning, wo ein ausgeprägtes Plateau der Breite  $2 H_{\text{depin}}$  und eine kleine Hysterese auftreten (vgl. Abschn. 7.1.3). Im Temperaturbereich um  $T = 160$  K ist das magnetische Signal von starkem Rauschen überlagert.

magnetischen Signale, obwohl das Signal-Rausch-Verhältnis bei niedrigeren Temperaturen ausgezeichnet und bei höheren Temperaturen akzeptabel ist. Damit bestätigen diese Messungen den in Abschn. 8.4.5 beschriebenen „toten Temperaturbereich“ und belegen, dass das eigentümliche Verhalten der Hall-Sensoren reproduzierbar ist. Schließlich wurden die beiden Sensoren aus Halbleiter-Heterostrukturen unterschiedlicher Hersteller gefertigt: Das in Abschn. 8.4.5 verwendete Material stammt von W. Wegscheider,<sup>1</sup> während hier eine Heterostruktur von V. Umansky<sup>2</sup> eingesetzt wurde.

Die Ausdehnung des Magnetfeldbereichs, in dem der Vortex am Punktdefekt

<sup>1</sup>Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Universität Regensburg

<sup>2</sup>Braun Center for Submicron Research, Weizmann Institut, Rehovot 76100, Israel



**Abbildung D.2:** Halbe Breite  $H_{\text{depin}}$  des durch Vortex-Pinning verursachten Plateaus (s. Abb. D.1 (a)) als Funktion der Temperatur  $T$ . Die Gerade stellt einen linearen Fit der Hall-Daten dar.

gepinnt ist, wird in Abb. D.2 als Funktion der Temperatur  $T$  dargestellt. Da die gesamte Breite des Plateaus die Depinning-Prozesse für beide Richtungen des externen Feldes  $\mathbf{H}$  einschließt, wird an der Ordinate nur die halbe Breite  $H_{\text{depin}}$  des Plateaus aufgetragen. Wie vorhergesehen fällt sie aufgrund thermischer Aktivierung mit zunehmender Temperatur, wobei die zusätzlich eingezeichnete Gerade zeigt, dass sich die Daten linear fitten lassen:

$$H_{\text{depin}}(T) = H_{\text{depin}}^0 (1 - \beta T). \quad (\text{D.1})$$

Für die Fitparameter erhält man  $H_{\text{depin}}^0 \approx 21 \text{ mT}$  und  $\beta \approx 6,0 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ . Diese Werte sind jenen in Abschn. 8.4.5, wo ebenfalls ein linearer Zusammenhang zwischen dem Schaltfeld  $H_{\text{sw}}$  und der Temperatur  $T$  gefunden wurde, sehr ähnlich ( $H_{\text{sw}}^0 \approx 19 \text{ mT}$  und  $\beta \approx 8,8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ). Verwunderlich ist dies nicht, da auch bei dem in Abschn. 8.4.5 beschriebenen Schaltvorgang zunächst ein Depinning-Prozess von einem Punktdefekt (Antidot) stattfindet, wozu die Neubildung des Vortex-Kerns erforderlich ist. Insofern bestätigt der Inhalt dieses Abschnitts die Messungen und Schlussfolgerungen von Abschn. 8.4.5. Für eine Auswertung der Temperaturabhängigkeit der kleinen Hysterese (welche in den roten Minor Loops von Abb. D.1 für  $T = 10 \text{ K}$  (a) und  $T = 80 \text{ K}$  (b) zu erkennen ist) liegen nicht ausreichend viele Datenpunkte vor, weil das bei höheren Temperaturen einsetzende Rauschen diesen schwachen Effekt bald überdeckte.



# Anhang E

## Publikationsliste

- M. Rahm, J. Stahl, W. Wegscheider, D. Weiss: Multistable switching due to magnetic vortices pinned at artificial pinning sites, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1553-1555 (2004).
- M. Rahm, R. Höllinger, V. Umansky, D. Weiss: Influence of point defects on magnetic vortex structures, *J. Appl. Phys.* **95**, 6708-6710 (2004).
- M. Rahm, M. Schneider, J. Biberger, R. Pulwey, J. Zweck, D. Weiss, V. Umansky: Vortex nucleation in submicrometer ferromagnetic disks, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4110-4112 (2003).
- M. Rahm, J. Biberger, V. Umansky, D. Weiss: Vortex pinning at individual defects in magnetic nanodisks, *J. Appl. Phys.* **93**, 7429-7431 (2003).
- M. Rahm, J. Raabe, R. Pulwey, J. Biberger, W. Wegscheider, D. Weiss, C. Meier: Planar Hall sensors for micro-Hall magnetometry, *J. Appl. Phys.* **91**, 7980-7982 (2002).
- M. Rahm, J. Biberger, D. Weiss: Micro-Hall-magnetometry, in T. Chakraborty, F. Peeters, U. Sivan (Hrsg.): *Nano-Physics & Bio-Electronics: A New Odyssey*, Elsevier, Amsterdam, London, New York, Oxford, Paris, Shannon, Tokyo, 2002.
- M. Rahm, J. Bentner, J. Biberger, M. Schneider, J. Zweck, D. Schuh, D. Weiss: Hall-Magnetometry on Ferromagnetic Micro-Rhombs, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2085-2087 (2001).
- S. Kreuzer, M. Rahm, J. Biberger, R. Pulwey, J. Raabe, D. Schuh, W. Wegscheider, D. Weiss: Ferromagnet-semiconductor hybrid structures: Hall devices and tunnel junctions, *Physica E* **16**, 137-146 (2003).

- M. Schneider, J. Liszkowski, M. Rahm, W. Wegscheider, D. Weiss, H. Hoffmann, J. Zweck: Magnetization configurations and hysteresis loops of small permalloy ellipses, *J. Phys. D* **36**, 2239-2243 (2003).
- W. Kipferl, M. Dumm, M. Rahm, G. Bayreuther: Thermal spin excitations in epitaxial Fe nanostructures on GaAs(001), *J. Appl. Phys.* **93**, 7601-7603 (2003).
- R. Pulwey, M. Rahm, J. Biberger, D. Weiss: Switching Behavior of Vortex Structures in Nanodisks, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2076-2078 (2001).



# Literaturverzeichnis

- [1] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger: Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future, *Science* **294**, 1488–1495 (2001).
- [2] G. A. Prinz: Magnetoelectronics, *Science* **282**, 1660–1663 (1998).
- [3] G. A. Prinz: Magnetoelectronics applications, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 57–68 (1999).
- [4] S. Mengel: Magnetoelektronik, in R. Hölzle (Hrsg.): Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung (Schriften des Forschungszentrums Jülich. Materie und Material/Matter and Materials, Band 2), Jülich, 1999.
- [5] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, *Phys. Rev. B* **30**, 4828–4830 (1989).
- [6] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas: Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472–2475 (1988).
- [7] G. Reiss, H. Brückl, A. Hütten: Riesenmagnetowiderstand - Transfer in die Anwendung, *Phys. Bl.* **54**, 339–341 (1998).
- [8] J. Daughton, J. Brown, E. Chen, R. Beech, A. Pohm, W. Kude: Magnetic Field Sensors Using GMR Multilayer, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 4608–4610 (1994).
- [9] C. Tsang, R. E. Fontana, T. Lin, D. E. Heim, V. S. Speriosu, B. A. Gurney, M. L. Williams: Design, Fabrication & Testing of Spin-Valve Read Heads for High Density Recording, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 3801–3806 (1994).
- [10] S. Tehrani, E. Chen, M. Durlam, M. DeHerrera, J. M. Slaughter, J. Shi, G. Kerszykowski: High density submicron magnetoresistive random access memory (invited), *J. Appl. Phys.* **85**, 5822–5827 (1999).

- [11] S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O'Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Yu Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, W. J. Gallagher: Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory (invited), *J. Appl. Phys.* **85**, 5828–5833 (1999).
- [12] Infineon Technologies, Pressemitteilung, 10. Juni 2003.
- [13] S. Tehrani, J. M. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi, M. DeHerrera: Progress and Outlook for MRAM Technology, *IEEE Trans. Magn.* **35**, 2814–2819 (1999).
- [14] A. Cho: Microchips That Never Forget, *Science* **296**, 246–249 (2002).
- [15] Michael Rahm: Herstellung und Charakterisierung ferromagnetischer Nanostrukturen mittels Mikro-Hall-Magnetometrie, Diplomarbeit, Universität Regensburg, November 2000.
- [16] M. Rahm, J. Biberger, D. Weiss: Micro-Hall-magnetometry, in T. Chakraborty, F. Peeters, U. Sivan (Hrsg.): *Nano-Physics & Bio-Electronics: A New Odyssey*, Elsevier, Amsterdam, London, New York, Oxford, Paris, Shannon, Tokyo, 2002.
- [17] L. Pierce Williams: Ampere's electrodynamic molecular model, *Contemp. Phys.* **4**, 113–123 (1962).
- [18] M. P. Weiss: L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique, *J. Phys. Théorique et Appliquée* **6**, 661–690 (1907).
- [19] W. Heisenberg: Zur Theorie des Ferromagnetismus, *Z. Phys.* **49**, 619–636 (1928).
- [20] H. Kronmüller, M. Lambeck: Magnetismus in Festkörpern, in Wilhelm Raith (Hrsg.): *Festkörper* (Bergmann, Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6), Walter de Gruyter, Berlin/New York, 1992.
- [21] A. Hubert, R. Schäfer: *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 1998.
- [22] L. Landau, E. Lifshitz: On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153–169 (1935).
- [23] S. Shtrikman, D. Treves: Micromagnetics, in G. T. Rado, H. Suhl (Hrsg.): *Spin Arrangements and Crystal Structure, Domains, and Micromagnetics* (Magnetism, Band 3), Academic Press, New York/London, 1963.

- [24] B. D. Cullity: Introduction to magnetic materials, Addison-Wesley Publishing Company, Reading/Menlo Park/London/Don Mills, 1972.
- [25] A. H. Morrish: The Physical Principles of Magnetism, John Wiley & Sons, New York/London/Sydney, 1965.
- [26] J. A. Osborn: Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid, *Phys. Rev.* **67**, 351–357 (1945).
- [27] Joseph. R. I.: Ballistic Demagnetizing Factor in Uniformly Magnetized Cylinders, *J. Appl. Phys.* **37**, 4639–4643 (1966).
- [28] S. Chikazumi: Physics of Ferromagnetism, zweite Aufl. (The international series of monographs on physics, Band 94), Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [29] D. Jiles: Introduction to Magnetism and Magnetic Materials, Chapman and Hall, London/New York/Tokyo/Melbourne/Madras, 1991.
- [30] R. P. Cowburn: Property variation with shape in magnetic nanoelements, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, R1–R16 (2000).
- [31] R. Hertel, H. Kronmüller: Finite element calculations on the single-domain limit of a ferromagnetic cube - a solution to  $\mu$ MAG Standard Problem No. 3, *J. Magn. Magn. Mat.* **238**, 185–199 (2002).
- [32] W. F. Brown Jr.: The Fundamental Theorem of Fine-Ferromagnetic-Particle Theory, *J. Appl. Phys.* **39**, 993–994 (1968).
- [33] E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth: A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys, *Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **240**, 599–642 (1948).
- [34] E. H. Frei, S. Shtrikman, D. Treves: Critical Size and Nucleation Field of Ideal Ferromagnetic Particles, *Phys. Rev.* **106**, 446–455 (1957).
- [35] W. Wernsdorfer, E. Bonet Orozco, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, N. Demoncy, A. Loiseau, H. Pascard, D. Mailly: Experimental Evidence of the Néel-Brown Model of Magnetization Reversal, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1791–1794 (1997).
- [36] E. Bonet Orozco, W. Wernsdorfer, B. Barbara, A. Benoit, D. Mailly, A. Thiaville: Uniform rotation of magnetization measured in single nanometer-sized particles, *J. Appl. Phys.* **87**, 5097–5098 (2000).
- [37] H. Hoffmann, F. Steinbauer: Single domain and vortex state in ferromagnetic circular nanodots, *J. Appl. Phys.* **92**, 5463–5467 (2002).

- [38] A. Yamasaki, W. Wulfhekel, R. Hertel, S. Suga, J. Kirschner: Direct Observation of the Single-Domain Limit of Fe Nanomagnets by Spin-Polarized Scanning Tunneling Spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 127201–1 (2003).
- [39] M. E. Schabes, H. N. Bertram: Magnetization processes in ferromagnetic cubes, *J. Appl. Phys.* **64**, 1347–1357 (1988).
- [40] L. D. Buda, I. L. Prejbeanu, M. Demand, U. Ebels, K. Ounadjela: Vortex States Stability in Circular Co(0001) Dots, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2061–2063 (2001).
- [41] N. Dao, S. L. Whittenburg, R. P. Cowburn: Micromagnetics simulation of deep-submicron supermalloy disks, *J. Appl. Phys.* **90**, 5235–5237 (2001).
- [42] L. D. Buda, I. L. Prejbeanu, U. Ebels, K. Ounadjela: Investigation of 3D micromagnetic configurations in circular nanoelements, *J. Magn. Magn. Mat.* **242-245**, 996–998 (2002).
- [43] C. Miramond, C. Fermon, F. Rousseaux, D. Decanini, F. Carcenac: Permalloy cylindrical submicron size dot arrays, *J. Magn. Magn. Mat.* **165**, 500–503 (1997).
- [44] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M. Tricker: Single-Domain Circular Nanomagnets, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042–1045 (1999).
- [45] S. P. Li, M. Natali, A. Lebib, A. Pepin, Y. Chen, Y. B. Xu: Magnetic nanostructure fabrication by soft lithography and vortex-single domain transition in Co dots, *J. Magn. Magn. Mat.* **241**, 447–452 (2002).
- [46] C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, M. Farhoud, T. A. Savas, Henry I. Smith, W. Schwarzacher, F. M. Ross, M. Redjda, F. B. Humphrey: Micromagnetic behavior of electrodeposited cylinder arrays, *Phys. Rev. B* **65**, 144417–1 (2002).
- [47] M. Bode, M. Getzlaff, R. Wiesendanger: Spin-Polarized Vacuum Tunneling into the Exchange-Split Surface State of Gd(0001), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4256–4259 (1998).
- [48] A. Kubetzka, M. Bode, O. Pietzsch, R. Wiesendanger: Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy with Antiferromagnetic Probe Tips, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 057201–1 (2002).
- [49] M. Bode, A. Wachowiak, J. Wiebe, A. Kubetzka, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: Thickness dependent magnetization states of Fe islands on W(110): From single domain to vortex and diamond patterns, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 948–950 (2004).

- [50] A. Yamasaki, W. Wulfhekel, R. Hertel, S. Suga, J. Kirschner: Spin-polarized scanning tunneling spectroscopy study of Fe nanomagnets on W(001), *J. Appl. Phys.* **95**, 7025–7027 (2004).
- [51] A. Hubert, M. Rühlig: Micromagnetic analysis of thin-film elements (invited), *J. Appl. Phys.* **69**, 6072–6077 (1991).
- [52] D. Z. Bai, J.-G. Zhu, W. Yu, J. A. Bain: Micromagnetic simulation of effect of stress-induced anisotropy in soft magnetic thin films, *J. Appl. Phys.* **95**, 6864–6866 (2004).
- [53] H. A. M. van den Berg: A self-consistent domain theory in ideal soft-magnetic media, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-20**, 1822–1824 (1984).
- [54] H. A. M. van den Berg: Self-consistent domain theory in soft-ferromagnetic media. II. Basic domain structures in thin-film objects, *J. Appl. Phys.* **60**, 1104–1113 (1986).
- [55] H. A. M. van den Berg, A. H. J. van den Brandt: Self-consistent domain theory in soft-ferromagnetic media. III. Composite domain structures in thin-film objects, *J. Appl. Phys.* **62**, 1952–1959 (1987).
- [56] R. D. Gomez, T. V. Luu, A. O. Pak, K. J. Kirk, J. N. Chapman: Domain configurations of nanostructured Permalloy elements, *J. Appl. Phys.* **85**, 6163–6165 (1999).
- [57] J. Zweck, *Moderne elektronenmikroskopische Untersuchungsmethoden in der Festkörperphysik*, Habilitationsschrift, 1992.
- [58] J. N. Chapman, M. R. Scheinfein: Transmission electron microscopies of magnetic microstructures, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 729–740 (1999).
- [59] M. Schneider, H. Hoffmann, S. Otto, Th. Haug, J. Zweck: Stability of magnetic vortices in flat submicron permalloy cylinders, *J. Appl. Phys.* **92**, 1466–1472 (2002).
- [60] E. Feldtkeller, H. Thomas: Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten, *Phys. Kondens. Mater.* **4**, 8–14 (1965).
- [61] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, H. A. Padmore: Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics, *Science* **304**, 420–422 (2004).
- [62] Y. Martin, H. K. Wickramasinghe: Magnetic imaging by ‘force microscopy’ with 1000 Å resolution, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1455–1457 (1987).

- [63] P. Grütter, H. J. Mamin, D. Rugar: Magnetic Force Microscopy (MFM), in R. R. Wiesendanger, H.-J. Güntherodt (Hrsg.): Scanning Tunneling Microscopy II. Further applications and related scanning techniques (Vol. 28 of Springer Series in Surface Sciences, Band 6), Springer-Verlag, Berlin u.a., 1992.
- [64] A. Wadas: Magnetic Force Microscopy, in S. Amelinckx (Hrsg.): Handbook of Microscopy. Applications in Materials Science, Solid-State Physics and Chemistry. Methods II, VCH, Weinheim u.a., 1997.
- [65] S. Porthun, L. Abelmann, C. Lodder: Magnetic force microscopy of thin film media for high density magnetic recording, *J. Magn. Magn. Mat.* **182**, 238–273 (1998).
- [66] Ralph Pulwey: Magnetkraftuntersuchungen an ferromagnetischen Nanostrukturen, Diplomarbeit, Universität Regensburg, April 1999.
- [67] J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck, D. Weiss: Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks, *J. Appl. Phys.* **88**, 4437–4439 (2000).
- [68] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono: Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy, *Science* **289**, 930–932 (2000).
- [69] R. Pulwey, M. Rahm, J. Biberger, D. Weiss: Switching Behavior of Vortex Structures in Nanodisks, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2076–2078 (2001).
- [70] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, T. Shinjo: MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: behavior in external field, *J. Magn. Magn. Mat.* **240**, 1–6 (2002).
- [71] W. Scholz, K. Yu. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schrefl, R. W. Chantrell, J. Fidler: Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots, *J. Magn. Magn. Mat.* **266**, 155–163 (2003).
- [72] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores, *Science* **298**, 577–580 (2002).
- [73] S. Heinze, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, X. Nie, S. Blügel, R. Wiesendanger: Real-Space Imaging of Two-Dimensional Antiferromagnetism on the Atomic Scale, *Science* **288**, 1805–1808 (2000).

- [74] Markus Schneider: Untersuchung des Ummagnetisierungsverhaltens von polykristallinen Mikro- und Nanostrukturen aus Permalloy mit der Lorentz-Transmissionselektronenmikroskopie, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2002.
- [75] P. Bryant, H. Suhl: Magnetization and domain structure of cylinders and spheres in subsaturating fields, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 78–80 (1989).
- [76] M. Rühlig, W. Bartsch, M. Vieth, A. Hubert: Elementary Magnetization Processes in a Low-Anisotropy Circular Thin Film Disk, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 2807–2809 (1990).
- [77] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck: Lorentz microscopy of circular ferromagnetic permalloy nanodisks, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2909–2911 (2000).
- [78] K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi: Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays, *Phys. Rev. B* **65**, 024414–1 (2001).
- [79] K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi: Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3848–3850 (2001).
- [80] N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada, S. G. Kim, Y. Otani, K. Fukamichi: Vertical bistable switching of spin vortex in a circular magnetic dot, *J. Appl. Phys.* **90**, 6548–6549 (2001).
- [81] A. Thiaville, J. M. Garcia, R. Dittrich, J. Miltat, T. Schrefl: Micromagnetic study of Bloch-point-mediated vortex core reversal, *Phys. Rev. B* **67**, 094410–1 (2003).
- [82] J. Miltat, A. Thiaville: Vortex Cores - Smaller Than Small, *Science* **298**, 555 (2002).
- [83] E. Feldtkeller: Bloch Lines in Thin Nickel-Iron Films, in *Elektrische en magnetischen Eigenschappen van dunne metaallaagjes*, Verlagsboek van een Internationaal Kongres, Brüssel, 1961.
- [84] A. Fernandez, M. R. Gibbons, M. A. Wall, C. J. Cerjan: Magnetic domain structure and magnetization reversal in submicron-scale Co dots, *J. Magn. Magn. Mat.* **190**, 71–80 (1998).
- [85] A. Fernandez, C. J. Cerjan: Nucleation and annihilation of magnetic vortices in submicron-scale Co dots, *J. Appl. Phys.* **87**, 1395–1401 (2000).
- [86] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck: Magnetisation reversal of thin submicron elliptical permalloy elements, *J. Magn. Magn. Mat.* **257**, 1–10 (2003).



- [87] M. Schneider, J. Liszkowski, M. Rahm, W. Wegscheider, D. Weiss, H. Hoffmann, J. Zweck: Magnetization configurations and hysteresis loops of small permalloy ellipses, *J. Phys. D* **36**, 2239–2243 (2003).
- [88] M. Rahm, J. Bentner, J. Biberger, M. Schneider, J. Zweck, D. Schuh, D. Weiss: Hall-Magnetometry on Ferromagnetic Micro-Rhomb, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2085–2087 (2001).
- [89] K. J. Kirk, S. McVitie, J. N. Chapman, C. D. W. Wilkinson: Imaging magnetic domain structure in sub-500 nm thin film elements, *J. Appl. Phys.* **89**, 7174–7176 (2001).
- [90] C. König, M. Sperlich, R. Heinesch, R. Calarco, J. O. Hauch, U. Rüdiger, G. Güntherodt, S. Kirsch, B. Özyilmaz, A. D. Kent: Shape-dependent magnetization reversal processes and flux-closure configurations of microstructured epitaxial Fe(110) elements, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3648–3650 (2001).
- [91] M. J. Hytch, R. E. Dunin-Borkowski, M. R. Scheinfein, J. Moulin, C. Duhamel, F. Mazaleyrat, Y. Champion: Vortex Flux Channeling in Magnetic Nanoparticle Chains, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 257207–1 (2003).
- [92] K. J. Kirk, J. N. Chapman, C. D. W. Wilkinson: Switching fields and magnetostatic interactions of thin film magnetic nanoelements, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 539–541 (1997).
- [93] K. J. Kirk, M. R. Scheinfein, J. N. Chapman, S. McVitie, M. F. Gillies, B. R. Ward, J. G. Tennant: Role of vortices in magnetization reversal of rectangular NiFe elements, *J. Phys. D* **34**, 160–166 (2001).
- [94] J. Shi, S. Tehrani, T. Zhu, Y. F. Zheng, J.-G. Zhu: Magnetization vortices and anomalous switching in patterned NiFeCo submicron arrays, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2525–2527 (1999).
- [95] J. Shi, T. Zhu, S. Tehrani, Y. F. Zheng, J.-G. Zhu: Switching anomaly and magnetization vortices of 200 Å thick NiFeCo elements in one-micron patterned arrays, *J. Magn. Magn. Mat.* **198-199**, 251–254 (1999).
- [96] J. Shi, S. Tehrani, M. R. Scheinfein: Geometry dependence of magnetization vortices in patterned submicron NiFe elements, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2588–2590 (2000).
- [97] J. Li, J. Shi, S. Tehrani: Temperature dependent switching properties of patterned 200 nm Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> elements, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3821–3823 (2001).

- [98] L. Theil Kuhn, A. K. Geim, J. G. S. Lok, P. Hedegard, K. Ylänen, J. B. Jensen, E. Johnson, P. E. Lindelof: Magnetisation of isolated single crystalline Fe-nanoparticles measured by a ballistic Hall micro-magnetometer, *Eur. Phys. J. D* **10**, 259–263 (2000).
- [99] Y. Li, P. Xiong, S. von Molnar, S. Wirth, Y. Ohno, H. Ohno: Hall magnetometry on a single iron nanoparticle, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4644–4646 (2002).
- [100] K. S. Novoselov, S. V. Morozov, S. V. Dubonos, M. Missous, A. O. Volkov, D. A. Christian, A. K. Geim: Submicron probes for Hall magnetometry over the extended temperature range from helium to room temperature, *J. Appl. Phys.* **93**, 10053–10057 (2003).
- [101] John H. Davies: The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction, Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [102] Supriyo Datta: Electronic Transport in Mesoscopic Systems, Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [103] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin: Solid State Physics, Saunders College Publishing, Cornell, 1976.
- [104] D. Weiss: Chips, Quanten-Hall-Effekt und mehr, in H. Müller-Krumbhaar, H.-F. Wagner (Hrsg.): ... und Er würfelt doch!, WILEY-VCH, Berlin, 2001.
- [105] C. W. J. Beenakker, H. van Houten: Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures, *Solid State Phys.* **44**, 1–228 (1991).
- [106] C. Rüster, T. Borzenko, C. Gould, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, X. Liu, T. J. Wojtowicz, J. K. Furdyna, Z. G. Yu, M. E. Flatte: Very Large Magnetoresistance in Lateral Ferromagnetic (Ga,Mn)As Wires with Nanoconstrictions, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 216602–1 (2003).
- [107] Hans-Dieter Schuh: Mikro-Hall-Magnetometrie, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2000.
- [108] A. K. Geim, S. V. Dubonos, J. G. S. Lok, I. V. Grigorieva, J. C. Maan, L. Theil Hansen, P. E. Lindelof: Ballistic Hall micromagnetometry, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2379–2381 (1997).
- [109] M. Johnson, B. R. Bennett, M. J. Yang, M. M. Miller, B. V. Shanabrook: Hybrid Hall effect device, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 974–976 (1997).
- [110] J. Reijniers, F. M. Peeters: Hybrid ferromagnet/semiconductor Hall effect device, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 357–359 (1998).

- [111] F. M. Peeters, X. Q. Li: Hall magnetometer in the ballistic regime, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 572–574 (1998).
- [112] C. W. J. Beenakker, H. van Houten: Billiard Model of a Ballistic Multiprobe Conductor, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1857–1860 (1989).
- [113] X.-Q. Li, F. M. Peeters, A. K. Geim: The Hall effect of an inhomogeneous magnetic field in mesoscopic structures, *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 8065–8073 (1997).
- [114] X.-Q. Li, F. M. Peeters: Scattering on circular inhomogeneous magnetic field profiles in an electron waveguide junction, *Superlattices and Microstructures* **22**, 243–248 (1997).
- [115] S. Wirth, S. von Molnar: Hall cross size scaling and its application to measurements on nanometer-size iron particle arrays, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3283–3285 (2000).
- [116] I. S. Ibrahim, V. A. Schweigert, F. M. Peeters: Diffusive transport in a Hall junction with a microinhomogeneous magnetic field, *Phys. Rev. B* **57**, 15416–15427 (1998).
- [117] S. J. Bending, A. Oral: Hall effect in a highly inhomogeneous magnetic field distribution, *J. Appl. Phys.* **81**, 3721–3725 (1997).
- [118] S. Liu, H. Guillou, A. D. Kent, G. W. Stupian, M. S. Leung: Effect of probe geometry on the Hall response in an inhomogeneous magnetic field: A numerical study, *J. Appl. Phys.* **83**, 6161–6165 (1998).
- [119] Y. G. Cornelissens, F. M. Peeters: Response function of a Hall magnetosensor in the diffusive regime, *J. Appl. Phys.* **92**, 2006–2012 (2002).
- [120] H. Guillou, A. D. Kent, G. W. Stupian, M. S. Leung: Geometries for high spatial resolution Hall probes, *J. Appl. Phys.* **93**, 2746–2751 (2003).
- [121] S. V. Dubonos, A. K. Geim, K. S. Novoselov, J. G. S. Lok, J. C. Maan, M. Henini: Scattering of electrons at a magnetic protuberance of submicron size, *Physica E* **6**, 746–750 (2000).
- [122] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Dubonos, Y. G. Cornelissens, F. M. Peeters, J. C. Maan: Scattering of ballistic electrons at a mesoscopic spot of strong magnetic field, *Phys. Rev. B* **65**, 233312–1 (2002).
- [123] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Dubonos, Y. G. Cornelissens, F. M. Peeters, J. C. Maan: Quenching of the Hall effect in localised high magnetic field regions, *Physica E* **12**, 244–247 (2002).

- [124] A. K. Geim, I. V. Grigorieva, J. G. S. Lok, J. C. Maan, S. V. Dubonos, X. Q. Li, F. M. Peeters, Yu. V. Nazarov: Precision magnetometry on a submicron scale: magnetisation of superconducting quantum dots, Superlattices and Microstructures **23**, 151–160 (1998).
- [125] M. L. Roukes, A. Scherer, S. J. Allen Jr., H. G. Craighead, R. M. Ruthen, E. D. Beebe, J. P. Harbison: Quenching of the Hall Effect in a One-Dimensional Wire, Phys. Rev. Lett. **59**, 3011–3014 (1987).
- [126] C. J. B. Ford, S. Washburn, M. Büttiker, C. M. Knoedler, J. M. Hong: Influence of Geometry on the Hall Effect in Ballistic Wires, Phys. Rev. Lett. **62**, 2724–2727 (1989).
- [127] H. U. Baranger, A. D. Stone: Quenching of the Hall Resistance in Ballistic Microstructures: A Collimation Effect, Phys. Rev. Lett. **63**, 414–417 (1989).
- [128] A. M. Chang, T. Y. Chang, H. U. Baranger: Quenching of the Hall Resistance in a Novel Geometry, Phys. Rev. Lett. **63**, 996–999 (1989).
- [129] P. C. Main, B. R. Davidson, P. H. Beton, L. Eaves, J. R. Owers-Bradley, A. J. M. Neves, S. P. Beaumont, C. D. W. Wilkinson: Ballistic magnetoresistance and the Hall effect in a restricted geometry, J. Phys.: Condens. Matter **2**, 6541–6546 (1990).
- [130] M. R. Scheinfein, s. <http://llgmicro.home.mindspring.com>.
- [131] M. R. Scheinfein, E. A. Price, LLG Micromagnetics Simulator 2.0, User Manual, 2000.
- [132] J. Fidler, T. Schrefl: Micromagnetic modelling - the current state of the art, J. Phys. D **33**, R135–R156 (2000).
- [133] T. Schrefl, J. Fidler, R. Dittrich, D. Suess, W. Scholz, V. Tsiantos, H. Forster: Fast Switching of Mesoscopic Magnets, in B. Hillebrands, K. Ounadjela (Hrsg.): Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II. Topics in Applied Physics, Springer, Berlin, Heidelberg, 2003.
- [134] S. E. Russek, R. D. McMichael, M. J. Donahue, S. Kaka: High Speed Switching and Rotational Dynamics in Small Magnetic Thin Film Devices, in B. Hillebrands, K. Ounadjela (Hrsg.): Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II. Topics in Applied Physics, Springer, Berlin, Heidelberg, 2003.
- [135] Johannes Bentner: Mikro-Hall-Magnetometrie an magnetischen Nanostrukturen, Diplomarbeit, Universität Regensburg, Oktober 2000.

- [136] A. Ketterson, F. Ponse, T. Henderson, J. Klem, H. Morkoc: Extremely low contact resistances for AlGaAs/GaAs modulation-doped field-effect transistor structures, *J. Appl. Phys.* **57**, 2305–2307 (1985).
- [137] S. J. Hawksworth, J. M. Chamberlain, T. S. Cheng, M. Henini, M. Heath, M. Davies, A. J. Page: Contact resistance to high-mobility AlGaAs/GaAs heterostructures, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 1085–1090 (1992).
- [138] R. P. Taylor, P. T. Coleridge, M. Davies, Y. Feng, J. P. McCaffrey, P. A. Marshall: Physical and electrical investigation of ohmic contacts to Al-GaAs/GaAs heterostructures, *J. Appl. Phys.* **76**, 7966–7972 (1994).
- [139] M. Ogawa: Alloying behavior of Ni/Au-Ge films on GaAs, *J. Appl. Phys.* **51**, 406–412 (1980).
- [140] U. Graumann, MPI Stuttgart, unveröffentlicht, 1998.
- [141] K. K. Choi, D. C. Tsui, K. Alavi: Experimental determination of the edge depletion width of the two-dimensional electron gas in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 110–112 (1987).
- [142] T. J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G. J. Davies: One-dimensional conduction in the 2D electron gas of a GaAs-AlGaAs heterojunction, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1198–1201 (1986).
- [143] H. Z. Zheng, H. P. Wei, D. C. Tsui, G. Weimann: Gate-controlled transport in narrow GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures, *Phys. Rev. B* **34**, 5635–5638 (1986).
- [144] H. van Houten, B. J. van Wees, M. G. J. Heijman, J. P. Andre: Submicron conducting channels defined by shallow mesa etch in GaAs-AlGaAs heterojunctions, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1781–1783 (1986).
- [145] A. Scherer, M. L. Roukes, H. G. Craighead, R. M. Ruthen, E. D. Beebe, J. P. Harbison: Ultranarrow conducting channels defined in GaAs-AlGaAs by low-energy ion damage, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 2133–2135 (1987).
- [146] R. E. Howard, E. L. Hu, L. D. Jackel, P. Grabbe, D. M. Tennant: 400-Å linewidth e-beam lithography on thick silicon substrates, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 592–594 (1980).
- [147] R. E. Howard, E. L. Hu, L. D. Jackel: Multilevel Resist for Lithography Below 100 nm, *IEEE Transactions on Electron Devices* **28**, 1378–1381 (1981).

- [148] M. J. Rooks, S. Wind, P. McEuen, D. E. Prober: Fabrication of 30-nm-scale structures for electron transport studies using a polymethylmethacrylate bilayer resist, *J. Vac. Sci. Technol. B* **5**, 318–321 (1987).
- [149] W. Chen, H. Ahmed: Fabrication of sub-10 nm structures by lift-off and by etching after electron-beam exposure of poly(methylmethacrylate) resist on solid substrates, *J. Vac. Sci. Technol. B* **11**, 2519–2523 (1993).
- [150] A. Uhl, J. Bendig, J. Leistner, U. Jagdhold, L. Bauch, M. Böttcher: Nonstatistical degradation and development characteristics of poly(methylmethacrylate) based resists during electron beam exposure, *J. Vac. Sci. Technol. B* **16**, 2968–2973 (1998).
- [151] W. Chen, H. Ahmed: Fabrication of 5-7 nm wide etched lines in silicon using 100 keV electron-beam lithography and polymethylmethacrylate resist, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1499–1501 (1993).
- [152] R. E. Howard, H. G. Craighead, L. D. Jackel, P. M. Mankiewich, M. Feldman: Electron beam lithography from 20 to 120 keV with a high quality beam, *J. Vac. Sci. Technol. B* **1**, 1101–1104 (1983).
- [153] F. Emoto, K. Gamo, S. Namba, N. Samoto, R. Shimizu: 8 nm Wide Line Fabrication in PMMA on Si Wafers by Electron Beam Exposure, *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, L809–L811 (1985).
- [154] N. Samoto, R. Shimizu, H. Hashimoto: Changes of Volume and Surface Compositions of Polymethylmethacrylate under Electron Beam Irradiation in Lithography, *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, 482–486 (1985).
- [155] T. Tada, T. Kanayama: Fabrication of silicon nanostructures with a poly(methylmethacrylate) single-layer process, *J. Vac. Sci. Technol. B* **13**, 2801–2804 (1995).
- [156] A. N. Broers, J. M. E. Harper, W. W. Molzen: 250-Å linewidths with PMMA electron resist, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 392–394 (1978).
- [157] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Dubonos, E. W. Hill, I. V. Grigorieva: Subatomic movements of a domain wall in the Peierls potential, *Nature* **426**, 812–815 (2003).
- [158] D. Diaconescu, S. Hoch, C. Heidtkamp, C. Meier, D. Reuter, A. D. Wieck: A new peak in the bend resistance of a four-terminal device written by FIB implantation, *Physica B* **284–288**, 1906–1907 (2000).
- [159] T. L. Cheeks, M. L. Roukes, A. Scherer, H. G. Craighead: Narrow conducting channels defined by helium ion beam damage, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1964–1966 (1988).

- [160] M. Donahue, D. Porter, s. <http://math.nist.gov/oommf/>.
- [161] D. V. Berkov, N. L. Gorn, s. <http://www.micromagus.de>.
- [162] J. K. Ha, R. Hertel, J. Kirschner: Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks, *Phys. Rev. B* **67**, 224432–1 (2003).
- [163] Y. Zheng, J.-G. Zhu: Switching field variation in patterned submicron magnetic film elements, *J. Appl. Phys.* **81**, 5471–5473 (1997).
- [164] R. E. Dunin-Borkowski, M. R. McCartney, B. Kardynal, D. J. Smith, M. R. Scheinfein: Switching asymmetries in closely coupled magnetic nanostructure arrays, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2641–2643 (1999).
- [165] H. Ardhuin, J. N. Chapman, P. R. Aitchison, M. F. Gillies, K. J. Kirk, C. D. W. Wilkinson: Magnetization reversal of patterned spin-tunnel junction material: A transmission electron microscopy study, *J. Appl. Phys.* **88**, 2760–2765 (2000).
- [166] J. Zweck, M. Schneider, M. Sessner, T. Uhlig, M. Heumann: Lorentz Electron Microscopic Observation of Micromagnetic Configurations in Nanostructured Materials, *Adv. Solid State Phys.* **41**, 533–545 (2001).
- [167] T. Schrefl, J. Fidler, J. N. Chapman, K. J. Kirk: Micromagnetic simulation of domain structures in patterned magnetic tunnel junctions, *J. Appl. Phys.* **89**, 7000–7002 (2001).
- [168] X. Liu, J. N. Chapman, S. McVitie, C. D. W. Wilkinson: Introduction and control of metastable states in elliptical and rectangular magnetic nanoelements, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4406–4408 (2004).
- [169] J. K. Ha, R. Hertel, J. Kirschner: Configurational stability and magnetization processes in submicron permalloy disks, *Phys. Rev. B* **67**, 064418–1 (2003).
- [170] P. Vavassori, O. Donzelli, L. Callegaro, M. Grimsditch, V. Metlushko: Magnetic Domain Structure and Magnetic Reversal in Elliptical Dot Arrays, *IEEE Trans. Magn.* **36**, 2993–2995 (2000).
- [171] P. Vavassori, N. Zaluzec, V. Metlushko, V. Novosad, B. Ilic, M. Grimsditch: Magnetization reversal via single and double vortex states in submicron Permalloy ellipses, *Phys. Rev. B* **69**, 214404–1 (2004).
- [172] T. Pokhil, D. Song, J. Nowak: Spin vortex states and hysteretic properties of submicron size NiFe elements, *J. Appl. Phys.* **87**, 6319–6321 (2000).



- [173] P.-O. Jubert, J.-C. Toussaint, O. Fruchart, C. Meyer, Y. Samson: Flux-closure-domain states and demagnetizing energy determination in sub-micron size magnetic dots, *Europhys. Lett.* **63**, 132–138 (2003).
- [174] Rainer Höllinger: Statische und dynamische Eigenschaften von ferromagnetischen Nano-Teilchen, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2004.
- [175] H. Shima, V. Novosad, Y. Otani, K. Fukamichi, N. Kikuchi, O. Kitakamai, Y. Shimada: Pinning of magnetic vortices in microfabricated permalloy dot arrays, *J. Appl. Phys.* **92**, 1473–1476 (2002).
- [176] Christian Dietrich: Lorentzmikroskopische Untersuchungen zu Lage und Pinning magnetischer Vortices, Diplomarbeit, Universität Regensburg, August 2004.
- [177] K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi: Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks, *J. Appl. Phys.* **91**, 8037–8039 (2002).
- [178] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, P. A. Crowell: Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures, *Phys. Rev. B* **67**, 020403–1 (2003).
- [179] M. R. Scheinfein, persönliche Mitteilung, 2003.
- [180] Jörg Liszkowski: Magnetometrie mit InAs-basierten Mikro-Hall-Sonden, Diplomarbeit, Universität Regensburg, April 2002.
- [181] Stefan Jobst: Composite Fermions in lateralen Übergittern, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2000.
- [182] A. Oral, persönliche Mitteilung, 2004.
- [183] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, B. Doudin, J. Meier, J.-Ph. Ansermet, D. Mailly: Measurements of magnetization switching in individual nickel nanowires, *Phys. Rev. B* **55**, 11552–11559 (1997).
- [184] Y. Hao, C. A. Ross, Henry I. Smith: Thermal stability of the magnetization of  $150\text{ nm} \times 230\text{ nm}$   $\text{Ni}_{19}\text{Fe}_{81}$  elements, *J. Appl. Phys.* **93**, 7909–7911 (2003).
- [185] H.-T. Wang, S. T. Chui, A. Oriade, J. Shi: Temperature dependence of the fluctuation of the switching field in small magnetic structures, *Phys. Rev. B* **69**, 064417–1 (2004).
- [186] R. P. Cowburn: Superparamagnetism and the future of magnetic random access memory, *J. Appl. Phys.* **93**, 9310–9315 (2003).

- [187] S. T. Chui: Nucleation of planar magnetization in ultra-thin magnetic films, *J. Magn. Magn. Mat.* **168**, 9–14 (1997).
- [188] J. Gadbois, J.-G. Zhu, W. Vavra, A. Hurst: The Effect of End and Edge Shape on the Performance of Pseudo-Spin Valve Memories, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 1066–1068 (1998).
- [189] J. Gadbois, J.-G. Zhu: Effect of Edge Roughness in Nano-Scale Magnetic Bar Switching, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 3802–3804 (1995).
- [190] M. T. Bryan, D. Atkinson, R. P. Cowburn: Experimental study of the influence of edge roughness on magnetization switching in Permalloy nanostructures, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3510–3512 (2004).
- [191] J. Shi, S. Tehrani: Edge-pinned states in patterned submicron NiFeCo structures, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1692–1694 (2000).
- [192] A. S. Arrott: Magnetic random access memories, Brown’s paradox and hysterons, *J. Magn. Magn. Mat.* **258–259**, 25–28 (2003).
- [193] X. Zhu, P. Grütter, Y. Hao, F. J. Castano, S. Haratani, C. A. Ross, B. Vögeli, H. I. Smith: Magnetization switching in 70-nm-wide pseudo-spin-valve nanoelements, *J. Appl. Phys.* **93**, 1132–1136 (2003).
- [194] J. G. Deak, R. H. Koch: The effect of edge roughness on magnetization reversal in micron-sized permalloy thin films, *J. Magn. Magn. Mat.* **213**, 25–31 (2000).
- [195] A. S. Arrott: Solving the selectivity problem in magnetic random access memories using configurations that form C-states, *Z. Metallkd.* **93**, 963–969 (2002).
- [196] J.-G. Zhu, Y. Zheng, G. A. Prinz: Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory (invited), *J. Appl. Phys.* **87**, 6668–6673 (2000).
- [197] B. Hillebrands, K. Ounadjela (Eds.): *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2003.
- [198] W. C. Black, Jr., B. Das: Programmable logic using giant-magnetoresistance and spin-dependent tunneling devices (invited), *J. Appl. Phys.* **87**, 6674–6679 (2000).
- [199] R. Richter, H. Boeve, L. Bär, J. Bangert, U. K. Klostermann, J. Wecker, G. Reiss: Field programmable spin-logic based on magnetic tunnelling elements, *J. Magn. Magn. Mat.* **240**, 127–129 (2002).

- [200] A. Ney, C. Pampuch, R. Koch, K. H. Ploog: Programmable computing with a single magnetoresistive element, *Nature* **425**, 485–487 (2003).
- [201] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck: Magnetic switching of single vortex permalloy elements, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3113–3115 (2001).
- [202] S. J. Heffernan, J. N. Chapman, S. McVitie: In-situ magnetising experiments on small regularly shaped permalloy particles, *J. Magn. Magn. Mat.* **95**, 76–84 (1991).
- [203] S. McVitie, G. S. White, J. Scott, P. Warin, J. N. Chapman: Quantitative imaging of magnetic domain walls in thin films using Lorentz and magnetic force microscopies, *J. Appl. Phys.* **90**, 5220–5227 (2001).
- [204] K. Shigeto, T. Okuno, K. Mibu, T. Shinjo, T. Ono: Magnetic force microscopy observation of antivortex core with perpendicular magnetization in patterned thin film of permalloy, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4190–4192 (2002).
- [205] T. Dietl: Ferromagnetic semiconductors, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 377–392 (2002).
- [206] G. Schmidt, L. W. Molenkamp: Spin injection into semiconductors, physics and experiments, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 310–321 (2002).
- [207] Werner Cebulla: Magnetometrie an magnetischen Bakterien, Diplomarbeit, Universität Regensburg, Oktober 2000.
- [208] R. E. Dunin-Borkowski, M. R. McCartney, R. B. Frankel, D. A. Bazylinski, M. Posfai, P. R. Buseck: Magnetic Microstructure of Magnetotactic Bacteria by Electron Holography, *Science* **282**, 1868–1870 (1998).



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen herzlich bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit tatkräftig unterstützten.

- Mein größter Dank gilt Prof. Dr. Dieter Weiss für die Betreuung dieser Arbeit. Er gewährte mir den nötigen Freiraum, um eigene Ideen und Vorstellungen zu entwickeln, und stand mir bei deren Verwirklichung stets mit Rat und Tat zur Seite. Herzlichen Dank!
- Prof. Dr. W. Wegscheider stellte das begehrte 2DEG-Material zur Verfügung.
- Prof. Dr. M. R. Scheinfein unterstützte mich bei der Durchführung mikromagnetischer Simulationen und half bei deren Interpretation.
- Bei Markus Schneider möchte ich mich für die zahlreichen Diskussionen und die gute Zusammenarbeit bei der Durchführung gemeinsamer Projekte bedanken. Auch in Rainer Höllinger fand ich einen hilfsbereiten und kompetenten Gesprächspartner, der mich u.a. in die Geheimnisse der OOMMF-Simulationen einweihte. Weiterhin danke ich Joachim Stahl für AFM- und REM-Messungen sowie Josef Biberger, der ebenfalls schöne Bilder meiner Proben mit dem neuen Leo-REM aufnahm.
- Danken möchte ich auch Elke Haushalter, Claudia Rahm, Martin Bachfischer und Uli Gürster für ihre Hilfe in Fragen der Verwaltung und Technik.
- Meine Bürokollegen Joachim Stahl und Jürgen Moser sorgten für eine freundschaftliche Atmosphäre und halfen mir bei Problemen jeglicher Art (Schwierigkeiten mit dem Rechner, Fußballtips, ...).
- Bedanken will ich mich auch bei den Korrekturlesern, die ihr Fachwissen bereitstellten und ihre Freizeit opferten, um Anregungen und Verbesserungsvorschläge einzubringen: Markus Schneider, Christian Mitzkus (Kap. 2), Rainer Höllinger (Kap. 3) und Wolfgang Kipferl (Kap. 6 und 7). Thomas und Maria Rahm standen mir im Kampf gegen den Fehlerteufel bei.
- Allen anderen Mitgliedern des Lehrstuhls danke ich für das angenehme Arbeitsklima und für nützliche und anregende Diskussionen.
- Schließlich möchte ich mich besonders bei meinen Eltern bedanken, die mich in vielerlei Hinsicht stets unterstützt haben.

